UNTERSUCHUNGEN SOLARER RADIOBURSTS VOM TYP II

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der
Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

OSKAR MEYER
aus Halle/Saale

1970

1969

UNTERSUCHUNGEN SOLARER RADIOBURSTS VOM TYP II

DISSERTATION

zur Erlangung des Grades eines Doktors
der Naturwissenschaften

der Mathematisch-naturwissenschaftlichen Fakultät der
Eberhard-Karls-Universität zu Tübingen

vorgelegt von

OSKAR MEYER
aus Halle/Saale

1970

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Tag der mündlichen Prüfung: 11. Juli 1969

Dekan: Prof. Dr. A. Seilacher

1. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Elwert

2. Berichterstatter: Prof. Dr. G. Möllenstedt

Gedruckt bei: aKu-Fotodruck, 86 Bamberg, Färbergasse 8 R

INHALT

Seite

ZUSAMMENFASSUNG - SUMMARY 1

Einleitung 3

1. DER RADIOSPEKTROGRAPH 3

1.1. Technik des dynamischen Spektrums 3
1.2. Kurze Beschreibung des Weißenauer Radiospektrographen 4
1.3. Die Typen der solaren Burststrahlung 5

2. STATISTISCHE UNTERSUCHUNGEN AN Typ II BURSTS 8

2.1. Datenmaterial und allgemeine Sonnenaktivität 8
2.2. Zuordnung von Typ II Bursts zu H_α -Flares 12
2.3. Mitte-Rand-Variation von Typ II Bursts 15
2.4. Verteilung der Typ II Bursts auf ihre Importanceklassen 17
2.5. Quellengeschwindigkeit aus der Startfrequenz im dynamisch. Spektrum 20
2.6. Typ II Bursts mit einem und zwei Emissionsbändern 21
2.7. Quellengeschwindigkeit aus der Verzögerung von Typ II Burst-Start zu H_α -Flarestart 23
2.8. Geschwindigkeiten im interplanetaren Raum 24
2.9. Typ II Bursts und allgemeine Aktivitätsgebiete 26

3. AUSWERTUNG VON DYNAMISCHEN SPEKTREN 29

3.1. Theoretische Überlegungen zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit . 29
3.2. Gemessene Driftgeschwindigkeiten 33
3.3. Registrierung eines Typ II Bursts mit Hilfe der digitalen Magnetbandanlage 34
3.4. Fehlerbetrachtung 37

4. THEORIE DES Typ II BURSTS 38

4.1. Erste Vorstellungen über die Entstehung von Typ II Bursts 38
4.2. Die Theorie von Pickelner und Gintsburg 43

5. ABSCHÄTZUNG DES KORONALEN MAGNETFELDES AUS DER DRIFTGESCHWINDIGKEIT 45

6. DISKUSSION UND DEUTUNG DER BEOBACHTUNGSERGEBNISSE 49

6.1. Quelle des Typ II Bursts 49
6.2. Bedingungen für das Auftreten eines Typ II Bursts bei einem H_α -Flare 50

SCHLUSSBEMERKUNG 53

LITERATUR 54

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547612_0130

ZUSAMMENFASSUNG

Für den Zeitraum Januar 1964 bis Juli 1968 werden statistische Untersuchungen an Typ II Bursts durchgeführt (Korrelation mit H_α -Flares, Mitte-Rand-Variation, spektrale Eigenschaften, Driftgeschwindigkeiten und geomagnetische Effekte). Für eine Reihe von Bursts werden die Driftgeschwindigkeiten aus dem dynamischen Spektrum abgeleitet. Die Registrierung eines Typ II Bursts mit der digitalen Magnetbandanlage des Weißenauer Spektrographen wird ausgewertet. Mittels der gewonnenen Driftgeschwindigkeiten wird die Größe von koronalen Magnetfeldern abgeschätzt. Die Driftgeschwindigkeiten werden mit den Geschwindigkeiten verglichen, die sich aus der Verzögerung H_α -Flarestart und Burststart, bzw. dem verzögerten Einsetzen erdmagnetischer Störungen ergeben. Nach Diskussion der verschiedenen Theorien über die Entstehung eines Typ II Bursts wird eine Deutung der Beobachtungsergebnisse insbesondere der Korrelation zwischen H_α -Flares und Typ II Bursts gegeben.

SUMMARY

In the time-interval from January 1964 to July 1968 statistical investigations of type II solar radio bursts have been carried out (correlation with H_α -flares, center-limb variation, spectral properties, drift-velocities and geomagnetic effects). For some bursts the drift-velocities have been derived from the dynamic spectrum. One type II burst is analyzed, which has been recorded with the digital magnetic tape system of the Weissenau Spectrograph. The value of coronal magnetic fields is estimated by means of the derived drift-velocities. The drift-velocities are compared with the velocities following from the time-interval H_α -start to burst start or the retarded onset of geomagnetic disturbances resp. The various theories of the origine of type II bursts are discussed and an interpretation is given of the observational results, especially the correlation between H_α -flares and type II bursts.

Einleitung

Neben der konstanten und langsam veränderlichen Radiostrahlung der Sonne, die zum Teil thermischen Ursprungs ist, tritt noch eine rasch veränderliche Komponente auf, die eng mit den Aktivitätszentren und H_α -Flares korreliert ist. Die hohen äquivalenten Strahlungstemperaturen ($> 10^6$ ^oK), die mit Festfrequenzempfängern gemessen wurden, und die charakteristischen spektralen Eigenschaften dieser "Burststrahlung" deuten auf nichtthermische Strahlungsmechanismen hin. Mit Hilfe der Technik des dynamischen Spektrums, von Wild 1950 entwickelt [1] , gelang eine Einteilung in verschiedene Typen, die durch Interferometerbeobachtungen noch ergänzt wurde.

1. DER RADIOSPEKTROGRAPH

1.1. Technik des dynamischen Spektrums

Ein Radiospektrograph registriert die Intensität der solaren Radiostrahlung als Funktion von Zeit und Frequenz. Er besteht aus einem automatisch durchstimmbaren Empfänger, der von einer Breitband-Antenne gespeist wird. Mit dem Ausgangssignal des Empfängers wird der Strahl einer Oszillographenröhre hellgesteuert, während gleichzeitig - synchron mit der Empfängerabstimmung - eine Ablenkung horizontal über den Bildschirm erfolgt. Das Schirmbild wird auf einen Film projeziert, der sich senkrecht zur Strahlablenkung kontinuierlich bewegt (Abb. 1).

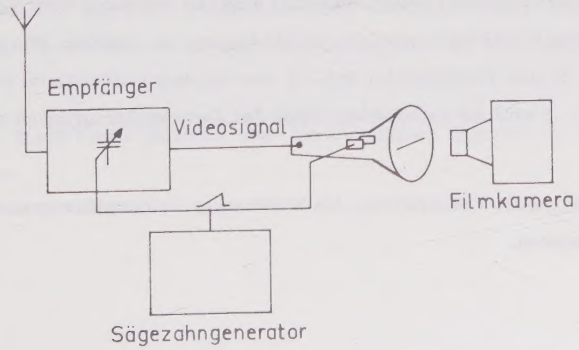

Abb. 1. Prinzipschaltbild eines Radiospektrographen

Die Längsrichtung des Films stellt die Zeitachse dar, quer dazu liegt die Frequenzachse. Die Schwärzung ist ein Maß für die Intensität im Spektrum. Das erste Gerät dieser Art wurde in Australien gebaut [1].

1. 2. Kurze Beschreibung des Weißenauer Radiospektrographen

Der Weißenauer Spektrograph besteht aus sechs einzelnen, etwa oktavbandbreiten Empfangskanälen, die zusammen den Bereich von 30 bis 960 MHz erfassen. Die Kanäle 1 bis 3 haben getrennte Antennen, die jeweils die Kanalbreite überdecken, während die Kanäle 4 bis 6 von einer gemeinsamen logarithmisch-periodischen Antenne mit nachgeschalteter 3fach-Weiche gespeist werden, wobei die Antennenbreite 160 bis 1000 MHz beträgt. Die 6 Empfangskanäle sind identisch aufgebaut und bestehen aus HF-Eingangsfilter, HF-Vorverstärker, Mischer, elektronisch durchgestimmtem Lokaloszillator, ZF-Verstärker mit Dynamikkompression, Gleichrichter mit Integrator und Videoverstärker. Auf die Videoausgänge der Empfänger folgt ein 6fach-Multiplexersystem, das die Videosignale mit einer Frequenz von ca. 27 kHz nacheinander auf den Wehneltzylinder der Oszillographenröhre schaltet. Synchron zur Empfängerabstimmung erfolgt die Horizontalablenkung des Elektronenstrahls (Frequenzachse), während der 6fach-Multiplexer synchron mit der Durchschaltung der Videosignale eine Treppenspannung mit 6 Stufen erzeugt, die der Vertikalablenkung des Oszillographen zugeführt wird. Auf diese Weise entstehen, entsprechend den 6 Empfangskanälen, auf dem Bildschirm 6 übereinanderliegende Linien, die aus jeweils 200 Punkten zusammengesetzt sind und mit Hilfe einer Glasfiberoptik aneinandergereiht das Gesamtspektrum von 30 bis 960 Mc ergeben. Die Glasfiberoptik wird auf einem 35 mm Kleinbildfilm mit 0, 2 mm/sec kontinuierlichem Vorschub abgebildet. Aus Tab. 1 sind die technischen Daten des Radiospektrographen ersichtlich.

Eine eingehende Beschreibung des Weißenauer Radiospektrographen wurde von Urbarz [2] gegeben.

Tabelle 1

Kanal	Frequenzbereich MHz	ZF-Bandbreite kHz	Auflösung kHz	Rauschzahl db
1	30 - 46	20 - 50	100	6
2	46 - 85	20 - 100	200	6
3	85 - 160	20 - 210	420	6
4	160 - 290	20 - 325	650	6
5	290 - 540	20 - 625	1250	6
6	540 - 940	20 - 1200	2500	10

Durchstimmdauer: 0,1 bis 1 sec variabel

Integrationszeit: 0,5 1,6 5 msec

1.3. Die Typen der solaren Burststrahlung

Mit Hilfe des Radiospektrographen ist eine Einteilung der solaren Burststrahlung in verschiedene Typen möglich, die sich durch sehr charakteristische Merkmale voneinander unterscheiden [3]. Die Abb. 2 zeigt besonders charakteristische Registrierungen der 5 Haupttypen, die im Meter- und Dezimeterwellengebiet unterschieden werden.

Tab. 2 gibt einen Überblick über die wichtigsten Eigenschaften der einzelnen Spektraltypen.

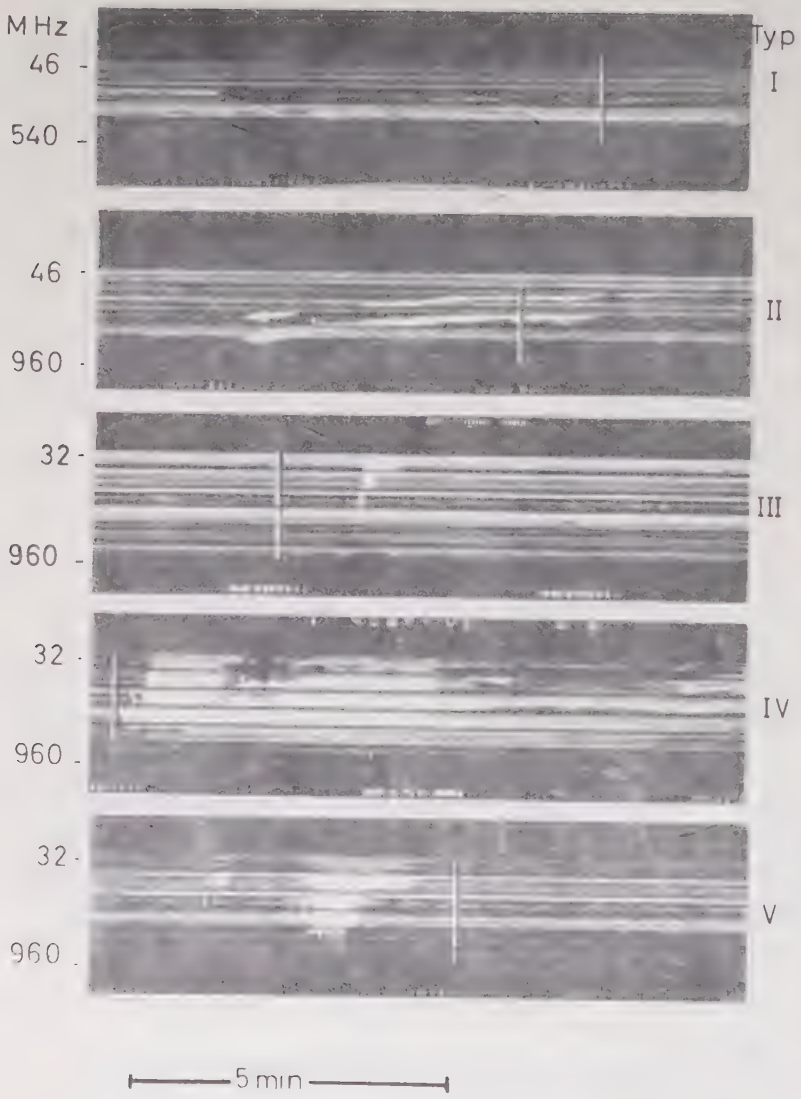

Abb. 2 Die 5 Haupttypen der solaren Radiobursts im Frequenzbereich 10 - 1000 MHz. Bei der Registrierung des Typ I Bursts waren erst vier, beim Typ II Burst erst 5 Kanäle des Spektrographen in Betrieb.

Tabelle 2

Typ	Frequenzbereich MHz	Dauer	Bandbreite	Mechanismus	Driftgeschwindigkeit
I	300	Einzelbursts: 1 sec Stürme: Tage	5 MHz 100 MHz	Plasmawellen? Gyromagnetische Strahlung?	-
II	250	einige min	20 %	Plasmawellen	300 kHz/sec
III	1000	einige sec	25 %	Plasmawellen	30 MHz/sec
IV	oftmals gesamtes Radiospektrum	bis zu 30 min	breitbandiges Continuum	Synchrotronstrahlung	-
V	300	1 - 2 min	breitbandiges Continuum	Synchrotronstrahlung	-

Für die in der vorliegenden Arbeit behandelten Bursts vom Typ II (im folgenden kurz mit T II bezeichnet) sollen noch einige weitere Angaben gemacht werden, die dem Verständnis der folgenden statistischen Untersuchungen dienen. Eine eingehende Diskussion des Entstehungsmechanismus' von T II folgt im Kapitel 4, in dem auch die betreffenden Literaturzitate aufgeführt sind.

Aus der schmalbandigen Struktur des T II läßt sich schließen, daß eine Anregung bei einer bevorzugten Frequenz stattfindet. In Frage kommt hier nur die Elektronenplasmafrequenz

(1) $$\omega_{P_e} = \sqrt{4\pi e^2 N_e / m_e}$$

der Korona, da sowohl Ionenplasmafrequenz als auch die Stoßfrequenz viel zu niedrig sind. Das von hohen zu tiefen Frequenzen driftende Emissionsband wird als Bewegung einer Störung gedeutet, die durch die Korona aufwärts steigt. Dabei werden jweils am augenblicklichen Aufenthaltsort der Störung Elektronenplasmawellen angeregt, die sofort durch Streuung in Radiowellen umgesetzt werden. Es treten Radiowellen mit der Frequenz der

Elektronenplasmaschwingung und der doppelten Frequenz (1. Harmonische) auf. Die Folge sind zwei harmonisch zueinanderliegende Emissionsbänder im dynamischen Spektrum die zugleich entsprechend der Quellenbewegung von höheren zu niedrigeren Koronadichten eine Drift von höheren zu tieferen Frequenzen zeigen.

2. STATISTISCHE UNTERSUCHUNGEN AN Typ II BURSTS

2.1. Datenmaterial und allgemeine Sonnenaktivität

Es wurden Radiobursts aus dem Zeitraum Jan. 1964 bis Juli 1968 untersucht. Damit wird zeitlich etwa die Hälfte des Aktivitätszyklus' 20 überdeckt, der im Okt. 1964 begann und sein Maximum im Juli 1968 erreichte. Es wurden die Daten der Beobachtungsstationen Culgoora (Australien), Boulder (USA), Fort Davis (USA), Sagamore Hill (USA) und Weißenau (BRD) verwendet. Die Radiodaten der ausländischen Stationen wurden den Solar Geophysical Data [4] und dem Quarterly Bulletin of Solar Activity [5] entnommen. Die drei großen Spektrographen in Culgoora, Fort Davis und Weißenau verteilen sich so günstig auf die geographische Länge, daß eine lückenlose Überwachung der Sonne möglich ist (Abb. 3).

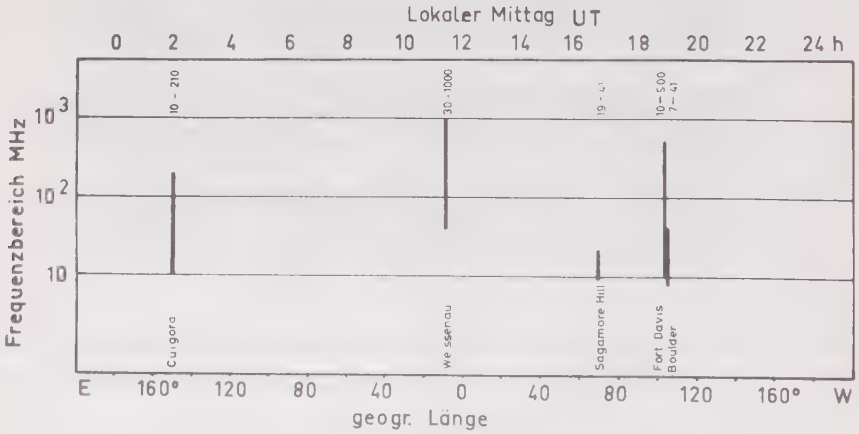

Abb. 3. Längenverteilung der Radiospektrographen

In Flußdichten geeichte Festfrequenzregistrierungen von T II standen nicht in ausreichender Zahl zur Verfügung. Für Untersuchungen, die die Intensität der T II Radiostrahlung berücksichtigen, wurden die Importancewerte der Spektrographenstationen verwendet. Der Importanceangabe eines Bursts liegt eine dreistufige Skala zugrunde, wobei der Wert 1 einem schwachen, der Wert 3 einem starken Ereignis zugeordnet wird. Diese Beurteilung der Intensität eines Radiobursts ist unsicher und hängt von der Beobachtungsstation ab. Um den daraus resultierenden Fehler bei all den Untersuchungen zu reduzieren, bei denen die Intensität der Radiostrahlung eine Rolle spielt, wurden in den Fällen, bei denen ein Ereignis von verschiedenen Stationen registriert wurde, die Messungen des Harvard-Spektrographen bevorzugt. Dieses Verfahren wird damit begründet, daß von dieser Station die meisten Registrierungen geliefert wurden. Tab. 3 zeigt den Anteil der einzelnen Stationen an insgesamt 240 T II Registrierungen.

Tabelle 3

Boulder	27 %
Culgoora	23 %
Harvard	39 %
Weißenau	11 %

Extreme Abweichungen in der Intensitätsbeurteilung (Station 1 meldet Importance 1, Station 2 die Importance 3) wurden bei 26 Vergleichsmöglichkeiten nur zweimal festgestellt. Durch Bevorzugung der Harvard-Meßwerte ergab sich z. B. bei den Untersuchungen der H_a -korrelierten T II für Harvard ein Gesamtanteil von ca. 50 %. Eine weitere Verbesserung der Aussagen bei Untersuchungen, die die Importance eines T II berücksichtigen, ergibt sich erst, wenn entweder genügend Meßwerte von nur einer Station vorliegen oder durch Flußdichteeichungen die Importanceangaben aller Stationen standartisiert sind.

Die Tab. 4 gibt einen Überblick über die H_a -Flare-, X-Flare- und Typ-II-Aktivität für den gesamten Beobachtungszeitraum von Jan. 1964 bis einschl. Juli 1968.

Tabelle 4

Jahr	H_a -Flares	Typ II	T II mit H_a
1964	603	3	2
1965	1874	5	4
1966	4834	48	40
1967	9695	72	64
1968 (bis Juli)	4846	50	42

Jahr	T II ohne H_a	T II mit X-Flares	H_a Gesamt der Importance 2	3
1964	1	-	2	0
1965	1	-	6	0
1966	8	3	41	7
1967	8	37	115	14
1968 (bis Juli)	8	31	18	2

Die Abb. 4 zeigt die Aktivität der Sonne im Zyklus 20. Als wichtigstes Aktivitätsmaß dient hierbei die Sonnenfleckenrelativzahl R. Man erkennt deutlich mit dem Ansteigen von R eine Zunahme der H_a - und Typ-II-Aktivität. Endgültige Fleckenrelativzahlen standen erst bis Aug. 1967 zur Verfügung.

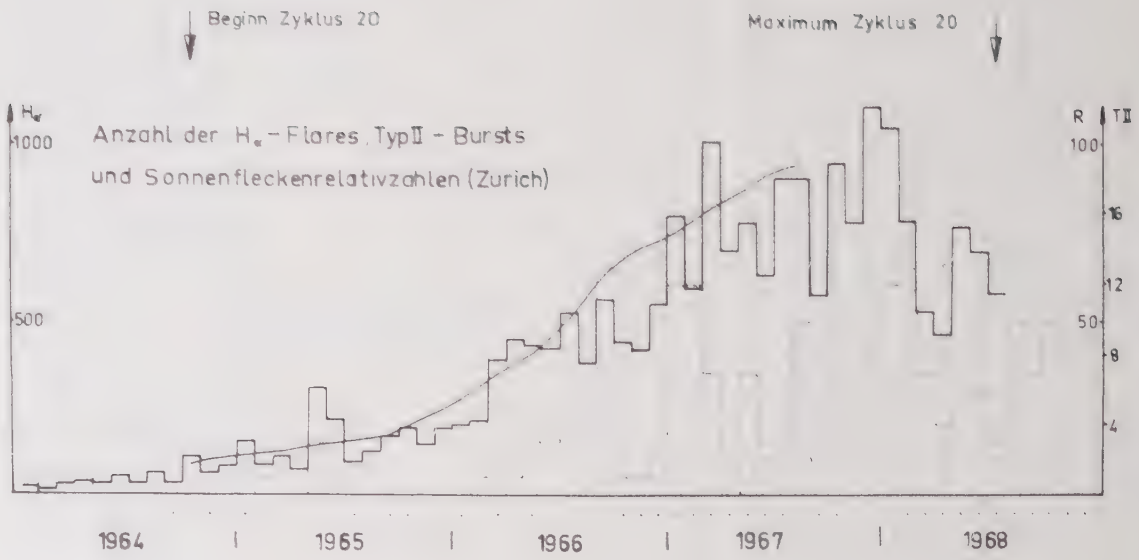

Abb. 4. Aktivität der Sonne ab Jan. 1964 bis Juli 1968
Winkelpolygon (Ordinate rechts innen) Fleckenrelativzahl
Ausgezogene Treppenkurve (Ordinate links): Anzahl H_α -Flares
Punktierte Treppenkurve (Ordinate rechts außen): Anzahl Typ II Bursts

2. 2. Zuordnung von Typ II Bursts zu H_α -Flares

Schon frühzeitig wurde eine enge Korrelation zwischen T II und H_α -Flares entdeckt [6 , 7]. Im folgenden wird ein T II als H_α -korreliert betrachtet, wenn bis zu 100 min vor seinem Start ein H_α -Flare beginnt und bis zum Ende des T II andauert. Mit dieser Definition war nur in einem von 158 Fällen keine eindeutige Entscheidung über die Korrelation möglich. In diesem Fall traten gleichzeitig mit dem T II zwei Flares auf. Es wurde der Flare mit höherer Importance dem T II zugeordnet, ein Verfahren, dessen Berechtigung sich später noch zeigen wird. Auf Grund der Korrelation mit H_α -Flares ist eine Positionsbestimmung der T II möglich, wenn man davon ausgeht, daß die Radiostrahlung senkrecht über dem Flaregebiet entsteht, eine Annahme, die später bei der Diskussion über die Entstehung der Radiostrahlung noch näher begründet wird.

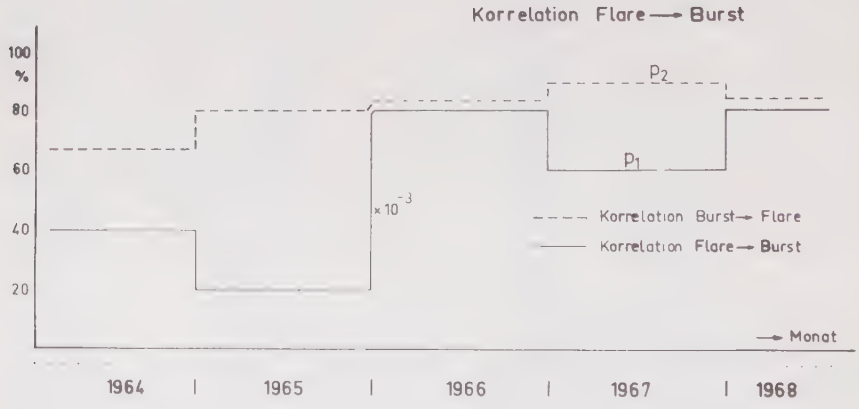

Abb. 5. Korrelation T II → H_α und H_α → T II für 1964 bis Juli 1968

Die Abb. 5 zeigt das Korrelationsmaß für die Zusammenhänge zwischen H_α - Aktivität und T-II-Emission. Dabei ist:

(2) $$p_1 = \frac{N_{T\ II\ ges}}{N_{H_\alpha\ ges}} \times 100$$

(3) $$p_2 = \frac{N_{T\ II\ mit\ H_\alpha}}{N_{T\ II\ ges}} \times 100$$

Es zeigt sich, daß die Korrelation T II → H_α sehr gut ist (67 - 89 %), während umgekehrt nur ein sehr kleiner Teil aller H_α -Flares auch von T II begleitet wird. An diesem Bild ändert sich nichts wesentliches, auch wenn die Korrelation Flare → T II durch eine Revision der jetzigen Flareliste um einen Faktor 5 - 10 verbessert würde.

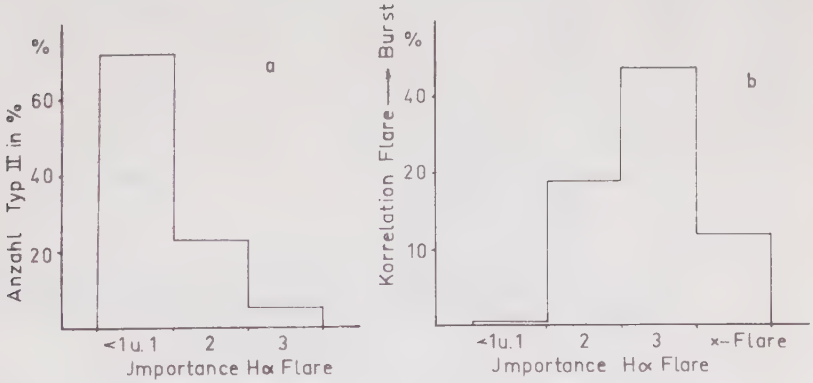

Abb. 6. a) Relative Anzahl der T II als Funktion der Importance der korrelierten H_α -Flares

b) Korrelation H_α → T II als Funktion der Importance von H_α und Korrelation X-Flare → T II

Das Bild ändert sich stark, wenn bei der Korrelation Flare → T II die Importance der H_α -Flares berücksichtigt wird. In Abb. 6a ist die relative Verteilung der T II auf die Importance-Stufen der H_α -Flares dargestellt. Die meisten T II sind mit H_α -Flares der Importance ≤ 1 korreliert. Der Grund dafür liegt darin, daß diese Gruppe von Flares die weitaus häufigste ist. In Abb. 6b ist die Korrelation Flare → T II als Funktion der Importance von H_α dargestellt. Die Wahrscheinlichkeit, daß im Verlauf eines H_α -Flares ein T II entsteht, steigt sehr rasch mit der Importance des Flares an.

In das Diagramm ist weiterhin die Korrelation Röntgenflare → T II eingezeichnet, Sie ist mit 12 % ebenfalls um Größenordnungen höher als der Zusammenhang zwischen Flares mit $I \leq 1$ und T II. Die Röntgenflaredaten (Explorer 33 und 35) wurden ebenfalls den Solar Geophysical Data [4] entnommen.

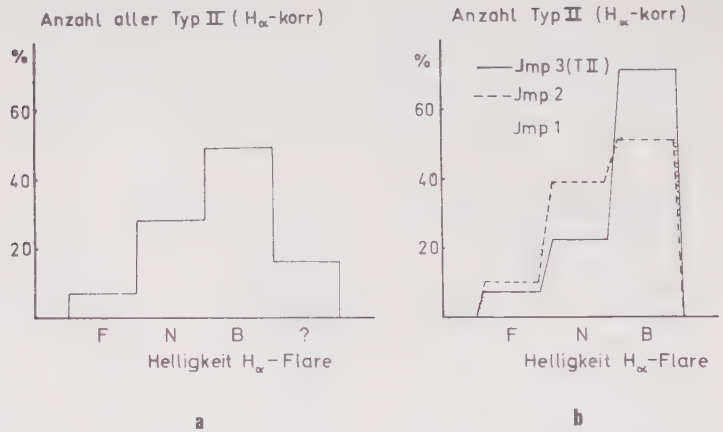

Abb. 7. a) Relative Anzahl der T II als Funktion der Flarehelligkeit (Brillance)
b) Relative Anzahl der T II jeder Importanceklasse als Funktion der Flarehelligkeit

Abb. 7a zeigt, daß die meisten T II von Flares größter Helligkeitsstufe (Brillance) erzeugt werden. Da zum Zeitpunkt dieser Untersuchung noch keine Flaredaten auf Magnetband zur Verfügung standen, konnte wegen des umfangreichen Datenmaterials die Korrelation von Flares verschiedener Helligkeitsstufen zu T II nicht bestimmt werden. Auf Grund der vorliegenden Ergebnisse dürfte aber ein starker Anstieg der Korrelation für

sehr helle Flares zu erwarten sein. In Abb. 7b ist gezeigt, daß auch die Intensität der Radiostrahlung mit zunehmender Helligkeit stark ansteigt. Während für schwache und mittlere T II Intensitäten die Verteilung auf die Flarehelligkeiten etwa gleichmäßig von F nach B anwächst, wird ein sehr starker Anstieg intensiver T II für die Helligkeitsstufe B beobachtet.

2.3. Mitte-Rand-Variation von Typ II Bursts

Als nächstes wurde die Verteilung der Position der Typ II Bursts auf der Sonnenscheibe als Funktion der Zentralmeridiandistanz untersucht. Abb. 8a zeigt die Anzahl aller H_α -korrelierten T II als Funktion der Zentralmeridiandistanz (CMD). In Übereinstimmung mit dem Ergebnis einer Untersuchung über Typ III Bursts von Swarup, Stone und Maxwell [8] ergibt sich daraus, daß die Häufigkeit der T II aller Intensitätsklassen von der CMD unabhängig ist. Drago und Tagliaferri [9] erhielten im Gegensatz dazu eine Abnahme der T II zum Rand hin. Die in Abb. 8b aufgetragene Verteilung der T II über der CMD, bei der die verschiedenen Importanceklassen getrennt betrachtet werden, zeigt eine Abweichung von der Gleichverteilung. Man erkennt eine geringe Zunahme der T II mit Importacne 1 von der Mitte zum Rand, während T II der Importance 3 von der Mitte zum Rand eine leichte Abnahme zeigen. Dieselbe Tendenz zeigt die Unter-

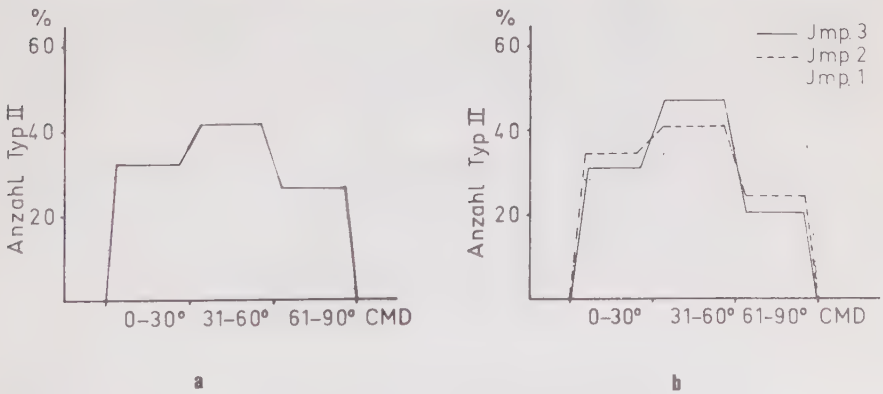

Abb. 8. a) Verteilung aller H_α -korrelierter T II als Funktion der CMD
b) Anzahl aller H_α -korrelierter T II als Funktion der CMD, Parameter: Importance T II

suchung starker Bursts vom Typ III in der oben zitierten Arbeit von Swarup, Stone und Maxwell [8], während im Gegensatz dazu Drago und Tagliaferri [9] eine Abnahme der Anzahl schwacher T II mit der CMD feststellen, während die starken Bursts etwa eine Gleichverteilung zeigen.

Zur Beurteilung der gewonnenen Verteilung muß berücksichtigt werden, daß die Zahl der beobachteten Flares zum Rand der Sonnenscheibe hin abnimmt. Die Ursache dafür ist, daß am Sonnenrand vor allem schwache Flares häufig schwerer zu erkennen sind. Die Positionen der starken H_α -Flares, die in den Jahren 1964 bis 1966 beobachtet wurden, sind in Abb. 9 aufgetragen. Die Daten wurden einer revidierten Flareliste des World Data Center A [10] entnommen. Es ergibt sich eine Abnahme von der Mitte zum Rand um etwa 10 %. Das heißt: Die tatsächliche Häufigkeitsverteilung der T II der Intensitätsklasse 1 wird eher eine noch stärkere Zunahme zum Rand hin aufweisen, als dies nach Abb. 8b der Fall ist, während die Abnahme der T II mit Importance 3 zum Sonnenrand hin teilweise auf die Abnahme der Flarehäufigkeit am Rand zurückgeführt werden muß.

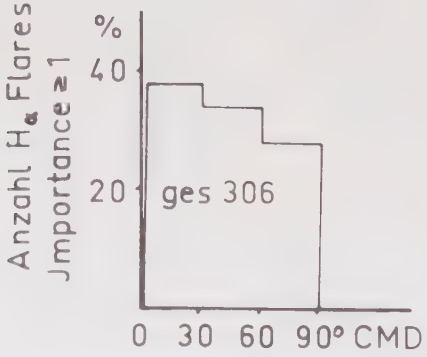

Abb. 9. Relative Verteilung aller H_α -Flares mit $I \geq 1$ als Funktion der CMD

Nun werden Bursts, die nahe des Sonnenrandes entstehen, auf Grund der Streuung an Inhomogenitäten und höherer Dämpfung der Radiowellen - infolge des längeren optischen Weges - schwächer sein als solche aus zentralen Gebieten. Dies gilt vor allem für die Grundwelle eines T II. Diese Erklärung für die beobachtete Zunahme der schwachen und die Abnahme der starken T II zum Sonnenrand hin wird noch unterstützt durch das in Abb. 13 und 14 gezeigte Ergebnis, daß T II mit einem Emissionsband eher aus randnahen Gebieten kommen, T II mit zwei Emissionsbändern mehr aus zentralen Gebieten stammen.

2.4. Verteilung der Typ II Bursts auf ihre Importanceklassen

Abb. 10 zeigt die Verteilung von T II auf ihre Importanceklassen. Links oben ist das Ergebnis für die H_α -korrelierten T II (Gesamtzahl 137) dargestellt, rechts oben für T II, bei denen keine Korrelation zu einem H_α -Flare gefunden wurde (Gesamtzahl 25). Bei den H_α -korrelierten T II ist der Anteil an schwachen T II geringer als der an starken T II, bei den unkorrelierten T II wird das umgekehrte Ergebnis erhalten. Daß der Anteil der Importanceklassen 2 immer am höchsten ist, läßt sich dadurch erklären, daß diese mittlere Intensitätsklasse auf Grund von Schätzunsicherheiten sowohl Anteile der Klasse 1 als auch der Klasse 3 enthält. Links unten in Abb. 10 ist das Verhältnis der Verteilungen der nicht H_α -korrelierten zu den H_α -korrelierten T II als Funktion der Importance aufgetragen. Hier sieht man besonders deutlich den hohen Anteil von nichtkorrelierten T II in der Intensitätsklasse 1 und ihre starke relative Abnahme zu höheren Intensitäten hin. Dieses Ergebnis läßt sich in folgender Weise deuten: Aus der sehr guten Korrelation zwischen T II und H_α -Flares wird geschlossen, daß ein T II immer von einem H_α -Flare erzeugt wird. In den Fällen, in denen zu einem T II nun kein Flare beobachtet wurde, kann es sich um einen äußerst schwachen Flare gehandelt haben, der nicht als solcher erkannt wurde, oder aber der Flare lag so weit am Rand der Scheibe ($CMD > 90^\circ$), daß die Beobachtung nicht möglich war [1]. Die Radiostrahlung, die ja in größerer Höhe entsteht, kann dagegen durchaus noch beobachtet werden. In jedem dieser beiden Fälle sollte jedoch bevor-

---

[1] Ausfallzeiten der Flarebeobachtung, tabelliert in "Solar Geophysical Data" spielen in der vorliegenden Arbeit keine Rolle, da keiner der T II in ein "No Flare Patroul Interval" fiel.

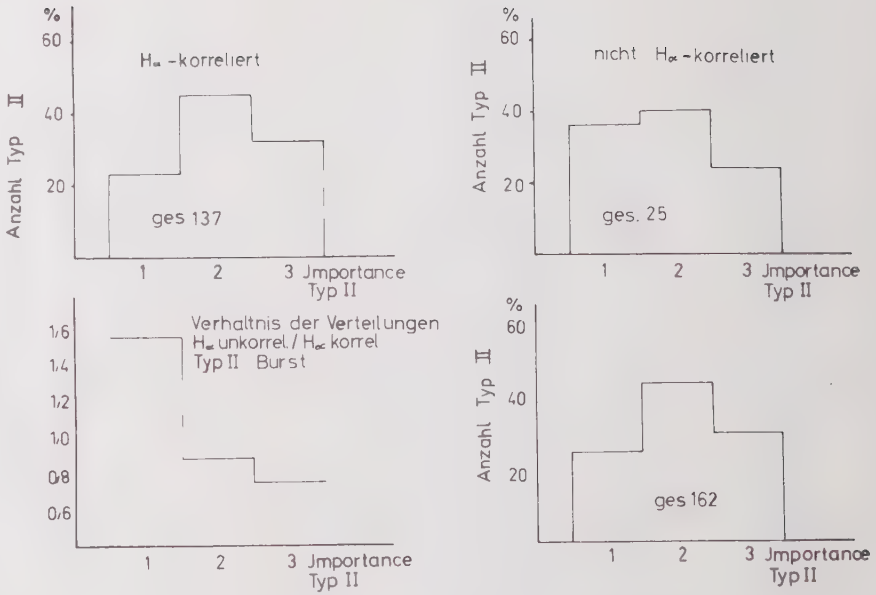

Abb. 10. Relative Verteilung der T II auf ihre Intensitätsklassen

zugt ein schwacher T II beobachtet werden, im Falle eines Randflares als Folge der Ausbreitungsbedingungen. Für den Fall eines sehr schwachen Flares irgendwo auf der Scheibe wird die Wahrscheinlichkeit größer sein, daß ein schwacher T II beobachtet wird, als ein starker. Diese Annahme läßt sich mittels Abb. 11 begründen, in der die relative Häufigkeit von T II als Funktion der H_α -Importance aufgetragen ist. Parameter ist die Importance der T II. Man sieht, daß schwache T II (I = 1) bevorzugt von schwachen H_α -Flares (I =<1, 1) erzeugt werden.

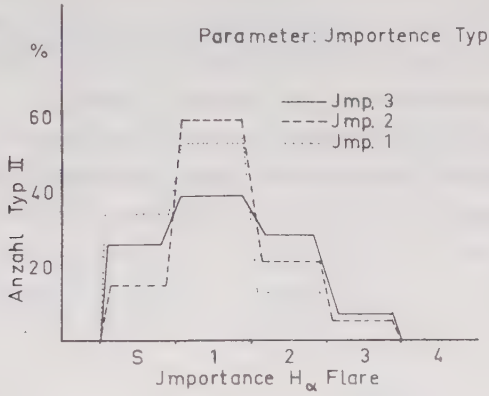

Abb. 11. Zusammenhang zwischen Importance von H_α und Importance T II

Ob es sich bei den nicht H_α -korrelierten T II bevorzugt um Randereignisse handelt, wird sich erst in Zukunft klären lassen, wenn ausreichende direkte Positionsmessungen von T II mit Radiointerferometern vorliegen. Von dem neuen Radioheliographen in Australien - ein Ringinterferometer, das bei 80 MHz eine Auflösung von 2 Bogenminuten erreicht - sind in dieser Hinsicht interessante neue Ergebnisse zu erwarten.

2. 5. Quellengeschwindigkeiten aus der Startfrequenz im dynamischen Spektrum

Für einen Teil der in Solar Geophysival Data [4] und im Quarterly Bulletin of Solar Activity [5] tabellierten T II standen dynamische Spektren zur Verfügung. Die Abb. 12 zeigt die Verteilung der Startfrequenzen bzw. Starthöhen, die aus den dynamischen Spektren abgeleitet werden. Falls das dynamische Spektrum zwei Emissionsbänder zeigte, wurde als Startfrequenz die höchste Frequenz der Grundwelle genommen. Unter der Annahme, daß die Grundwelle eines T II in unmittelbarer Nachbarschaft der koronalen Plasmafrequenz abgestrahlt wird, läßt sich nach der Wahl eines geeigneten Koronamodells die Höhe des T II bei gegebener Frequenz ermitteln. Auf Grund von Interferometerbeobachtungen von Typ III und Typ II Bursts [11, 12, 13, 14] gilt für die Gebiete, in denen solche Bursts entstehen, das Streamermodell von Newkirk [15] als das wahrscheinlichste. Nach diesem berechnet sich die Höhe in der Korona als Funktion der Plasmafrequenz zu:

(4) $$h = \left(\frac{3,46}{\ln F - 1,30} - 0,696\right) \times 10^6 \text{ km}$$

F in MHz

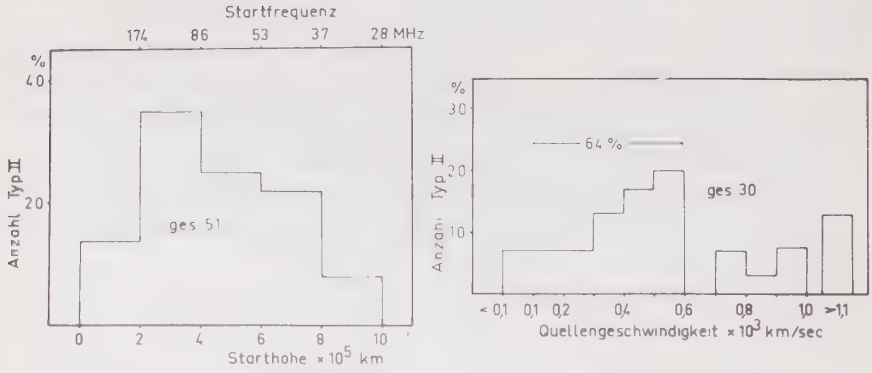

Abb. 12. Verteilung der Starthöhen und Quellengeschwindigkeiten von H_α-korrelierten T II (abgeleitet aus dem dynamischen Spektrum)

Die am häufigsten vorkommenden Startfrequenzen liegen zwischen 86 und 174 MHz, was einer Starthöhe von etwa 3×10^5 km in der Korona entspricht. Unter der Annahme, daß beim Start des H_α -Flares in der Chromosphäre eine Störung sich nach oben in die Korona bewegt, die als Quelle für den T II betrachtet wird, wurden Geschwindigkeiten für diese Störung aus der Zeitverzögerung zwischen Flarestart und T II Start berechnet. In Fig. 12 rechts ist die Häufigkeit der auftretenden Geschwindigkeiten dargestellt. Ca. 65 % aller ermittelten Quellengeschwindigkeiten liegen zwischen 100 und 600 km/sec.

2.6. Typ II Bursts mit einem und zwei Emissionsbändern

Da ein großer Teil der T II im dynamischen Spektrum nur ein Emissionsband zeigt, wurde untersucht, ob sich T II mit Grundwelle und Harmonischer von solchen T II mit nur einem Emissionsband unterscheiden. In Abb. 13 ist links die Verteilung von T II mit zwei Bändern auf die CMD aufgetragen. Die Anzahl der T II nimmt zum Rand hin leicht ab. Rechts ist die Importanceverteilung dargestellt. Der größte Teil (74 %) entfällt auf die Importancestufen 2 und 3.

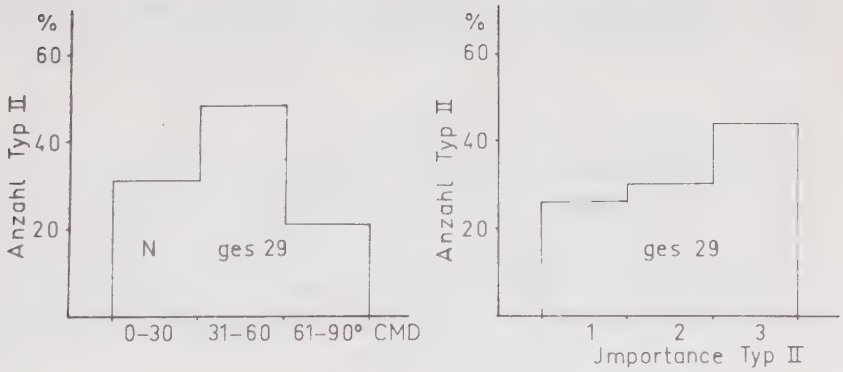

Abb. 13. Verteilung von T II mit 2 Emissionsbändern auf die CMD und Verteilung auf die Intensität

Im Gegensatz dazu scheinen die T II mit nur einem Emissionsband bevorzugt aus randnäheren Gebieten zu kommen, wie Abb. 14 links zeigt. In der Verteilung auf die Importancestufen fällt für diese T II die Abnahme in der Häufigkeit von niedrigerer zu höherer Intensität auf (Abb. 14 rechts). Auch diese Erscheinung läßt sich gut erklären. Infolge der hohen Dämpfung der Radiostrahlung bei einem randnahen T II kann es vorkommen, daß die Grundwelle sich auf dem Weg zum Beobachter nicht mehr ausbreiten kann.

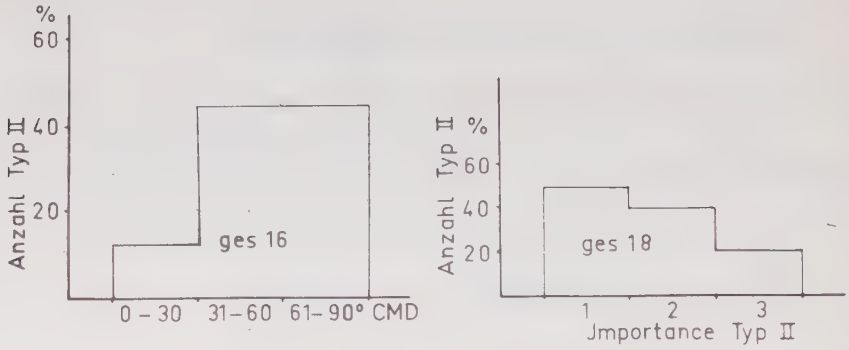

Abb. 14. Verteilung der T II mit einem Emissionsband auf die CMD und Verteilung auf die Intensität

Bei extremen Randereignissen tritt sogar Totalreflexion der Grundwellenstrahlung auf, weshalb sie infolge Richtungsänderung nicht mehr beobachtet wird, während die Harmonische durchaus beobachtbar ist. Allerdings kann auch sie bei extremer Randnähe eine Dämpfung erfahren. Auf diese Weise ist es plausibel, daß solche T II mit nur einem Emissionsband im Mittel etwas geringere Intensität zeigen, als solche mit zwei Bändern, die bevorzugt von der Mitte der Scheibe stammen.

2. 7. Quellengeschwindigkeit aus der Verzögerung von Typ II Burst-Start zu H_α -Flarestart

Aus der Verzögerung zwischen Burststart und Flarestart läßt sich ebenfalls die Quellengeschwindigkeit der Störung ermitteln, die aus der Chromosphäre in die Korona aufsteigt. Diese Quellengeschwindigkeit wurde für alle H_α -korrelierten T II im Meterwellengebiet ermittelt. Das Ergebnis ist in Abb. 15 dargestellt. Auf der unteren Abszisse wurde die Zeitverzögerung in Minuten aufgetragen, auf der oberen die Geschwindigkeit, die nötig ist, um innerhalb der beobachteten Verzögerung eine Höhe von ca. 3×10^5 km entsprechend einer Frequenz von 115 MHz zu erreichen. In dieser Höhe starten, wie Abb. 12 zeigt, die meisten der beobachteten T II. Dabei wurde davon ausgegangen, daß der Flare im Photosphärenniveau stattfindet.

Dies ist zwar nicht ganz richtig. Nach Warwick und Wood [16] ereignen sich 90 % aller Flares im Niveau zwischen 2 000 und 16 000 km. In der vorliegenden Untersuchung würde dies jedoch nur eine Zeitverschiebung von 30 sec in der Verzögerung bedeuten, was nicht ins Gewicht fällt. Das Histogramm zeigt, daß 69 % aller H_α -korrelierten T II eine Verzögerung zwischen 2 und 12 Minuten zum Start des H_α -Flare aufweisen. Das entspricht Quellengeschwindigkeiten zwischen 2 500 und 420 km/sec. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit den Geschwindigkeiten, die von Maxwell und Thompson [6], Roberts [17] und Weiss [18] aus der Driftgeschwindigkeit der Grundwelle im dynamischen Spektrum hergeleitet wurden.

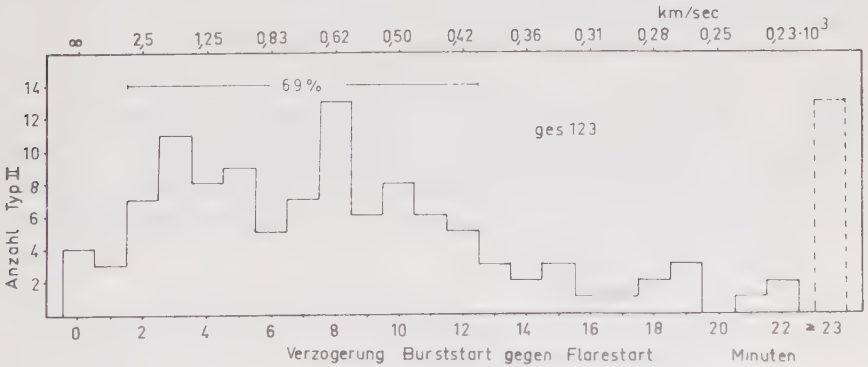

Abb. 15. Häufigkeit der verschiedenen Quellengeschwindigkeiten von T II

2. 8. Geschwindigkeiten im interplanetaren Raum

Bei ca. 10 MHz setzt die Ionosphäre eine Grenze für Beobachtungen der solaren Radiostrahlung. Es besteht jedoch die Möglichkeit, die Geschwindigkeit einer starken solaren Störung im interplanetaren Raum durch die Beobachtung von geomagnetischen Effekten zu bestimmen. Abb. 16 zeigt die Schwankungen des mittleren geomagnetischen A_p-Index' vor und nach dem Auftreten eines T II. Dieser Index wurde für 146 T II jeweils für den Zeitraum von 6 Tagen vor bis 18 Tagen nach dem Zeitpunkt des betreffenden T II aus den Solar Geophysical Data [4] bestimmt und dann der Wert A_p für jeden Tag gemittelt über alle Bursts aufgetragen. Am zweiten Tag nach dem Auftreten des T II bzw. Flares steigt A_p deutlich über die statistischen Schwankungen hinaus an. Auf der oberen Abszisse sind die Geschwindigkeiten aufgetragen, die eine Störung braucht, um die Entfernung von 1 A. E. zu durchlaufen. Das Maximum von A_p am zweiten Tag ergibt eine mittlere Geschwindigkeit von 860 km/sec.

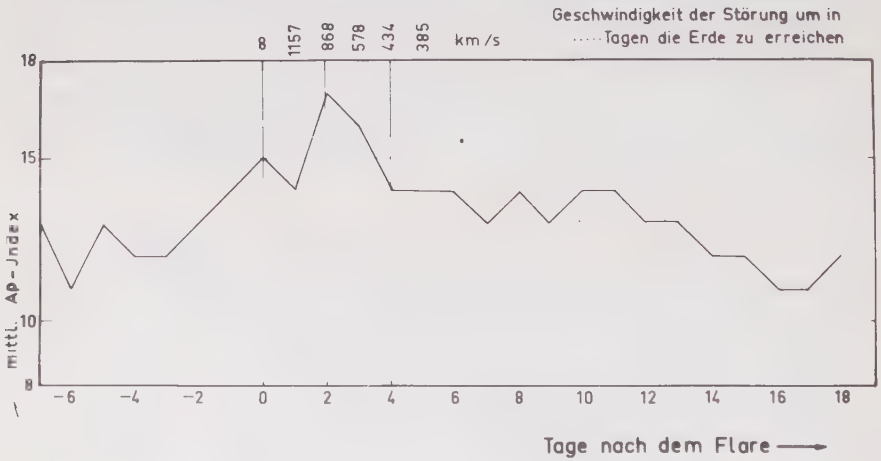

Abb. 16. Mittlerer A_p-Index für den Zeitraum 6 Tage vor bis 18 Tage nach dem Auftreten von T II-aktiven H_α-Flares

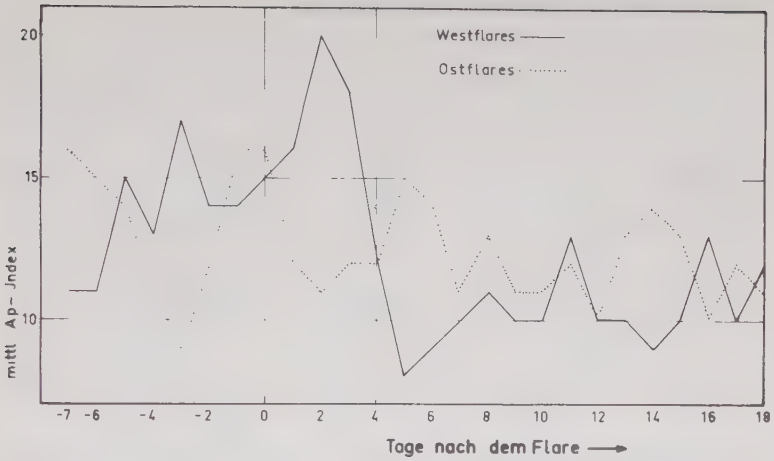

Abb. 17. Asymmetrie in der geomagnetischen Störung für Ost- und West-T II

Interessant ist das Auftreten einer Asymmetrie in den geomagnetischen Störungen bezüglich T II, die vom Ost- bzw. Westrand der Sonnenscheibe kommen. In Abb. 17 ist wiederum der mittlere A_p-Index dargestellt, diesmal jedoch getrennt für Ost- und Westflares, wobei nur Ereignisse berücksichtigt wurden, deren Zentralmeridiandistanz $\geq 45^o$ war. Während für die Westflares mit T II (ausgezogene Kurve) A_p am zweiten Tag stark ansteigt, ist diese Erscheinung für die Ostflare-korrelierten T II nicht zu beobachten.

Seine Erklärung findet dieser Effekt, der erstmals für PCA-Ereignisse beobachtet wurde, in der Sektorstruktur des interplanetaren Magnetfeldes. Die gekrümmten Feldlinien im interplanetaren Raum lenken Teilchenwolken vom Westrand der Sonne auf die Erde zu, während solche vom Ostrand von der Richtung zur Erde weggeführt werden.

2.9. Typ II Bursts und allgemeine Aktivitätsgebiete

Als weiteres wurde untersucht, ob eine Asymmetrie der T II Erzeugung in heliographischer Länge auftritt. Dazu wurde für jeden T II aktiven Flare die heliographische Länge bezüglich des Carrington'schen Nullmeridians berechnet. In Abb. 18 ist das Ergebnis dargestellt. Abszisse ist in beiden Darstellungen jeweils die absolute heliographische Länge in Schritten von 20^{o}. Das untere Histogramm zeigt die normierte Verteilung aller 152 T II korrelierten Flares. Auffallend ist, daß 68 % aller T II aus dem Intervall zwischen 140^{o} und 340^{o} stammen. Bei einer Gleichverteilung wären nur 55 % aus diesem Bereich zu erwarten. Der χ^2-Test liefert eine Wahrscheinlichkeit < 1 %, daß diese Verteilung ein Ergebnis des Zufalls ist. Zum Vergleich wurde das Ergebnis einer Untersuchung von Drago und Tagliaferri [9] gestrichelt mit eingezeichnet, deren Daten aus dem vergangenen Zyklus 19 stammen. Eine Übereinstimmung der bevorzugten Emissionsregionen kann wohl kaum erwartet werden, da sicher im Laufe der Zeit, z. B. über viele Zyklen hinweg infolge der differentiellen Rotation, eine Verschiebung und damit Gleichverteilung auftritt. Wenn erst die Beobachtungen mehrerer Zyklen vorliegen, sollte an den Verteilungskurven für jeden einzelnen Zyklus eine langsame Verlagerung besonders ausgeprägter Aktivitätszentren zu erkennen sein, falls solche Zentren überhaupt länger als ein Zyklus existieren.

Die Verteilung aller Ca-Plages als hervorstechende Aktivitätsgebiete im optischen Bereich zeigt im Gegensatz zu den T II etwa eine Gleichverteilung wie in Abb. 18 oben zu erkennen ist. Die meisten T II stammen aus Aktivitätsgebieten, die mehr als einen T II emittierten. Dies kann dadurch erklärt werden, daß bestimmte Ca-Plages zur Erzeugung starker (Imp. ≥ 1) und insbesondere heller Flares (Brillance B) neigen. In Tab. 5 ist angegeben, wie oft T II Emission in einem Aktivitätsgebiet auftrat. Daraus folgt, daß 72 % aller H_α-korrelierten T II des Beobachtungszeitraums aus Aktivitätszentren stammen, die mehr als einen T II emittierten.

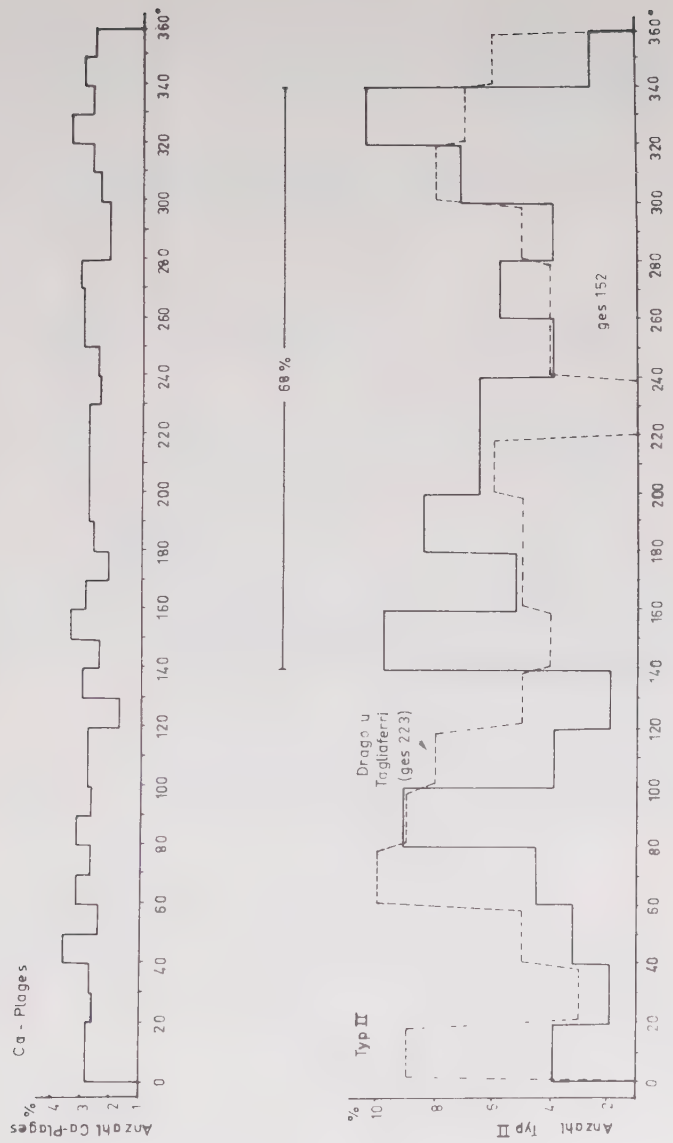

Abb. 18. Verteilung von T II und Ca-Plages in heliographischer Länge

Tabelle 5

Anzahl T II, die ein Aktivitätszentrum emittiert	Häufigkeit	Gesamtzahl der T II
1	38	38
2	11	22
3	4	12
4	4	16
5	3	15
6	2	12
7	2	14
8	0	0
9	1	9
		Insges. 138

Untersucht man die Importance und Helligkeit der T II aktiven Flares auf die beiden T II aktiven Ca-Gruppen, so ergibt sich folgendes Bild:

Tabelle 6

Ca-Regionen mit mehr als einem T II (ges. 87 H_α)

	Importance H_α				Helligkeit H_α		
	-1	1	2	3	F	N	B
Anzahl H_α	15	40	27	5	4	27	57
%	17	46	31	6	4	31	65

Ca-Regionen mit nur einem T II (ges. 36 H_α)

	Importance H_α				Helligkeit H_α		
	-1	1	2	3	F	N	B
Anzahl H_α	13	15	6	2	6	17	13
%	36	42	17	5	17	47	36

Der Anteil an schwachen T II aktiven H_α -Flares (Importance als auch Helligkeit) ist bei den Ca-Regionen, die einen T II aktiven Flare erzeugten, sehr viel höher als bei den Ca-Plages der ersten Gruppe. Die Erklärung für diese Erscheinung dürfte darin liegen, daß besonders die starken Flares, und unter diesen wiederum solche, die zur T II oder Typ IV Radioemission neigen, aus sehr langlebigen Aktivitätszentren stammen, die vielleicht über einen ganzen Fleckenzyklus hinweg immer an denselben Orten im Carrington'schen Koordinatensystem auftreten.

3. AUSWERTUNG VON DYNAMISCHEN SPEKTREN

3.1. Theoretische Überlegungen zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit

Die charakteristische Frequenzdrift der T II im dynamischen Spektrum wird als die Aufwärtsbewegung einer Quelle in der Korona gedeutet, die jeweils am momentanen Ort Elektronenplasmawellen anregt, die dann in Radiowellen umgesetzt und abgestrahlt werden [3]. Da die Elektronendichte der Korona mit zunehmender Höhe abnimmt, stammt die Radiostrahlung höherer Frequenzen aus tieferen Koronagebieten, die Strahlung tieferer Frequenz aus größeren Höhen. Legt man ein bestimmtes Koronamodell (Abhängigkeit der Elektronendichte von der Höhe) zugrunde, so läßt sich aus der Frequenzdrift im dynamischen Spektrum die radiale Komponente der Quellengeschwindigkeit ermitteln. Als Koronamodell für Gebiete mit erhöhter Elektronendichte, wie sie über Aktivitätszentren auftreten, kommen das Modell von Baumbach-Allen [19] multipliziert mit dem Faktor 10 und das Streamermodell von Newkirk [15] in Frage. Die Elektronendichten nach diesen beiden Modellen betragen:

(5) Baumbach-Allen $\times$ 10 : $N = 10^9 \times (1,55\ \rho^{-6} + 2,99\ \rho^{-16})$

(6) Newkirkstreamer : $N = 0,83 \times 10^5 \times 10^{4,32/\rho}$

ρ ist hierbei das Verhältnis vom Abstand zum Sonnenmittelpunkt R zum Photosphärenradius $R_\odot$.

Aus Interferometerbeobachtungen bei verschiedenen Frequenzen, die eine direkte Verfolgung der Quelle durch die Korona ermöglichen [14], konnte die Gültigkeit des Koronamodells von Baumbach-Allen multipliziert mit 10 bestätigt werden. Das Streamermodell von Newkirk muß mit dem Faktor 2 multipliziert werden, um die der ausgestrahlten Radiofrequenz entsprechende Elektronendichte zu liefern.

Die Geschwindigkeit einer Quelle in einer bestimmten Koronahöhe, die einer bestimmten Frequenz im dynamischen Spektrum entspricht, ist proportional der Frequenzdrift an dieser Stelle im Spektrum:

$$v_{Quelle} = C \left(- \frac{df}{dt} \right) \tag{7}$$

Der Faktor C hängt dabei vom Koronamodell ab. Für den Newkirkstreamer $\times$ 2 ergibt sich für C:

$$C_{N \times 2} = 1,4 \times 10^{5} \times \frac{\rho^2}{f} \tag{8}$$

Hierin bedeutet ρ wiederum die normierte Höhe und f die Plasmafrequenz in MHz ($f \approx 9 \times 10^{-3} \times \sqrt{N}$; N in Elektronen/cm^3). Für das Baumbach-Allen-Modell $\times$ 10 ergibt sich:

$$C_{BA \times 10} = 4,83 \times 10^{3} \times \frac{(1,55 + 2,99\ \rho^{-10})^{1/2}}{9,3\ \rho^{-4} + 47,8\ \rho^{-14}} \tag{9}$$

Mit f in MHz und $R_\odot$ in km ergibt sich v_{Quelle} in km/sec.

Während sich die Elektronendichte beim Wechsel vom einen zum anderen Modell nur geringfügig ändert, erhält man für die entsprechenden C-Werte bedeutende Unterschiede. In Abb. 19 ist das Verhältnis von $C_{N \times 2} / C_{BA \times 10}$ als Funktion der Plasmafrequenz aufgetragen (ausgezogene Kurve). Der Quotient C_N / C_B steigt unterhalb von 100 MHz stark an. Während bei 100 MHz $C_{N \times 2}$ nur etwa 7 % kleiner ist als $C_{BA \times 10}$, übertrifft es bei 30 MHz C_B bereits um 45 %. Die gestrichelte Kurve in Abb. 19 gibt das Verhältnis $\rho_{N \times 2} / \rho_{BA \times 10}$ an (rechter Ordinatenmaßstab). Das Diagramm zeigt, daß

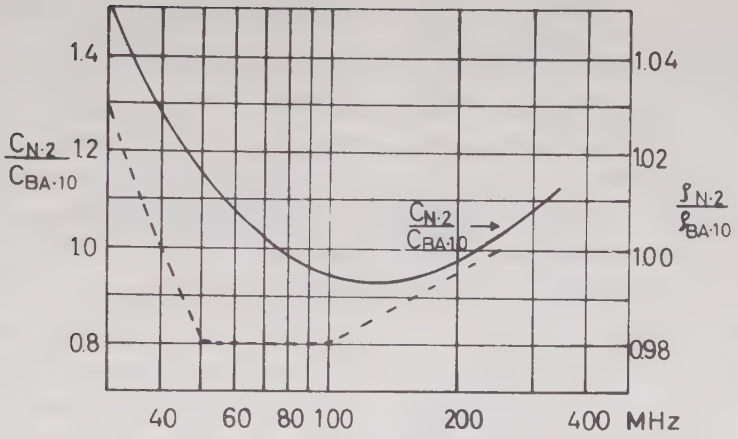

Abb. 19. Vergleich der Koronamodelle von Baumbach-Allen und Newkirk

durch Wechsel des Koronamodells die Höhe nur geringfügig beeinfluß wird. Die Abweichungen liegen im interessierenden Spketrographenfrequenzbereich nur zwischen -2 und +3 %.

Eine Entscheidung, welches der beiden Modelle für die Ableitung der Geschwindigkeit das bessere ist, kann nur durch weitere Interferometerbeobachtungen getroffen werden, wobei die Position der Quelle bei mehreren Frequenzen gleichzeitig bzw. kurz nacheinander (Sweep-Interferometer) gemessen wird. Das bisherige Material reicht dazu nicht aus. Bei beiden Koronamodellen muß die optisch abgeleitete Elektronendichte noch mit einem Faktor multipliziert werden, der zunächst physikalisch nicht näher begründet scheint. In der vorliegenden Arbeit wurde das Newkirk'sche Streamermodell vorgezogen, weil hier für den auftretenden Faktor 2 eine physikalische Begründung möglich ist, die im folgenden Kapitel über die Theorie der T II gegeben wird. Die Diskussion über das geeignete Koronamodell ist weniger von praktischer, als von grundsätzlicher Bedeutung. Sicherlich wird die Dichte des koronalen Plasmas besonders über Aktivitätsgebieten starke Schwankungen zeigen, die nicht durch ein einfaches Modell erfaßt werden können und durch die größere Fehler in der Höhe- und Geschwindigkeitsbestimmung bewirkt werden als die Modellunterschiede ausmachen.

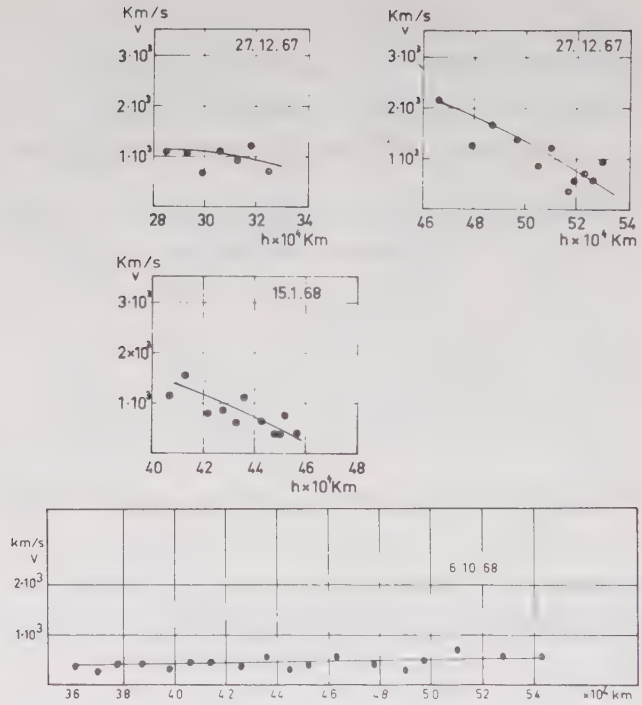

Abb. 20. Verlauf der Driftgeschwindigkeit als Funktion der Höhe bei 4 T II

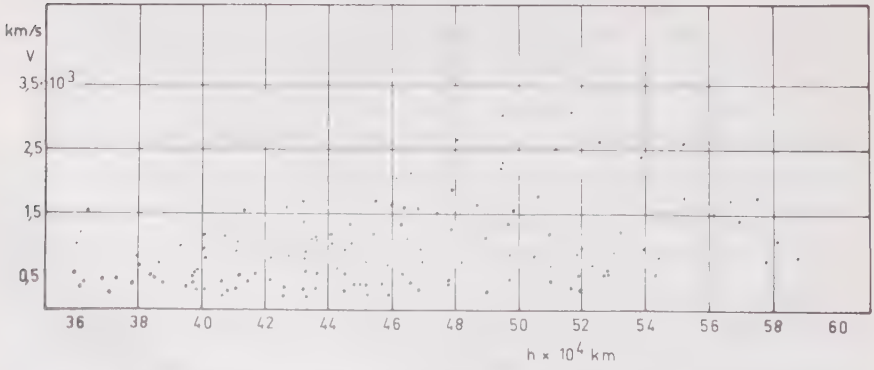

Abb. 21. Streudiagramm der Driftgeschwindigkeiten in der Korona für 15 T II

3.2. Gemessene Driftgeschwindigkeiten

Bei der Bestimmung der Frequenzdrift aus dem dynamischen Spektrum wurde die untere Frequenzgrenze der Grundwelle in äquidistanten Zeitabständen gemessen. Falls diese untere Frequenzkante zu zerrissen war, wurde eine glatte Kurve durch die Mitte des Grundwellenbandes gelegt und aus diesem die Frequenzdrift bestimmt. Ebenso wie die Flußdichteverteilung im dynamischen Spektrum eines T II, variieren die Driftgeschwindigkeiten sehr stark. Unter den 16 T II, deren dynamisches Spektrum zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit geeignet war, traten Bursts auf, die mit abnehmender Frequenz, d.h. mit zunehmender Koronahöhe sowohl fallende als auch steigende Driftgeschwindigkeiten zeigten. Abb. 20 zeigt 4 Beispiele. In Abb. 21 ist die Streuung der Geschwindigkeitspunkte von 15 T II als Funktion der Höhe über Photosphäre dargestellt. Geschwindigkeiten unter 250 km/sec treten fast überhaupt nicht auf. 73 % aller Geschwindigkeitspunkte liegen zwischen 250 und 1 250 km/sec. In Abb. 22 sind die mittleren Radialgeschwindigkeiten der 16 vermessenen T II dargestellt. Das Maximum liegt zwischen 500 und 750 km/sec. Diese direkt gemessenen Radialgeschwindigkeiten stimmen sehr gut mit den Geschwindigkeiten überein, die aus der Verzögerung Flarestart - Burststart hergeleitet wurden (Abb. 12 und 15).

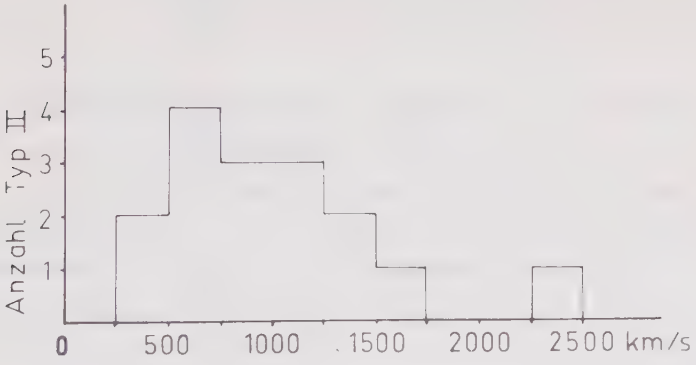

Abb. 22. Häufigkeitsverteilung der mittleren Radialgeschwindigkeit von 16 T II.

Allerdings ist diese Übereinstimmung nur statistisch vorhanden. Ein direkter Anschluß der Werte, die aus der Verzögerung bzw. dem dynamischen Spektrum hergeleitet wurde, besteht nicht, wie aus Tab. 6 zu ersehen ist.

Tabelle 6

Datum	v_1 km/sec	v_2 km/sec	Datum	v_1 km/sec	v_2 km/sec
18.09.1966	0,76 10^3	1,59 10^3	27.12.1967	3,03 10^3	1,03 10^3
31.12.1966	0,40	0,74	14.01.1968	0,80	1,11
18.08.1967	0,14	0,39	15.01.1968	0,83	0,71
26.08.1967	1,29	0,71	01.02.1968	0,89	0,53
31.10.1967	0,48	2,32	21.03.1968	1,29	0,63
02.11.1967	2,02	1,44	29.09.1968	1,94	0,99
			06.10.1968	0,56	0,44

Die Geschwindigkeit v_1 wurde hierbei aus der Verzögerung Flarestart - Burststart hergeleitet, die Geschwindigkeit v_2 ist die mittlere Radialgeschwindigkeit des T II, die aus dem dynamischen Spektrum bestimmt wurde.

3.3. Registrierung eines Typ II Burst mit Hilfe der digitalen Magnetbandanlage

Seit Herbst 1968 ist der Weißenauer Spektrograph mit einer digitalen Magnetbandaufzeichnung ausgerüstet [20], die zunächst nur im Kanal 2 (46 - 85 MHz) in Betrieb war und später auf die Kanäle 3 (85 - 160 MHz) und 4 (160 - 290 MHz) erweitert wurde. Informationsspeicher ist ein gewöhnliches Tonband, wie es in der Unterhaltungselektronik Verwendung findet. Die Übertragungsanlage der gespeicherten Daten auf computerkompatible Informationsträger ist noch nicht fertiggestellt, so daß im Augenblick nur eine analoge Wiedergabe vom Magnetband möglich ist. In Abb. 23 sind Frequenzprofile eines T II Bursts (2. 11. 1968) dargestellt, der im Kanal II digital aufgezeichnet wurde. Unten sind die beiden Frequenzmarken für 50 und 80 MHz eingezeichnet. Die einzelnen Spektren

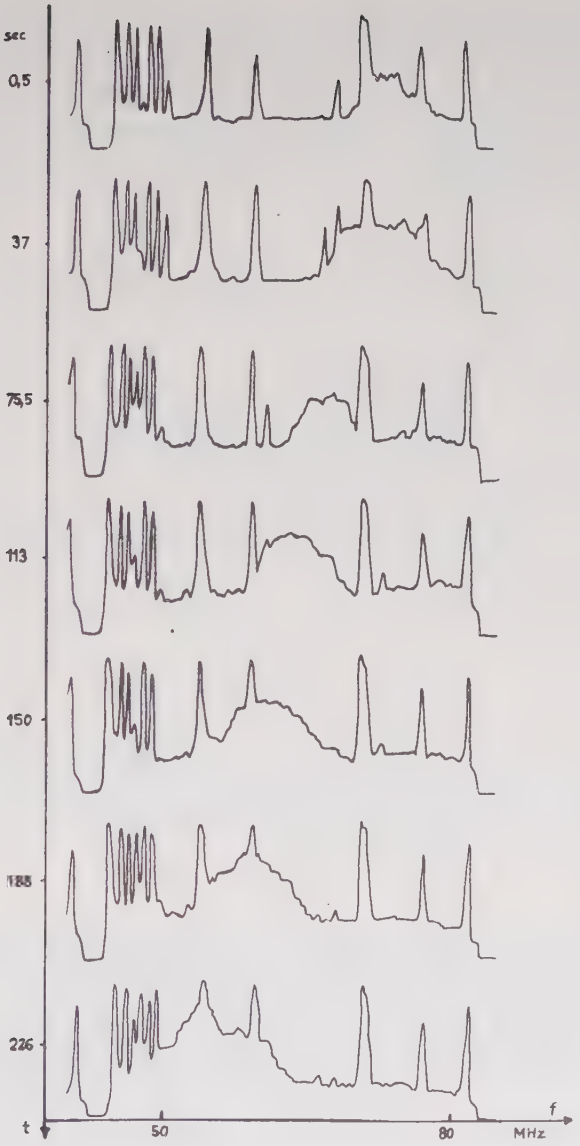

Abb. 23. Frequenzprofile eines T II Bursts

haben einen Zeitabstand von ca. 37 sec. Der Nullpunkt der angegebenen Zeitskala ist willkürlich gewählt. Der breite Hügel - im obersten Spektrum noch ganz rechts - stellt den Burst dar. Man erkennt deutlich die Drift von rechts nach links, d. h. von hohen zu tieferen Frequenzen. Die einzelnen Linien im Spektrum rühren von Sendern her. Abb. 20 zeigt die Driftgeschwindigkeit des Intensitätsmaximums, die aus 20 Frequenzprofilen ermittelt wurde.

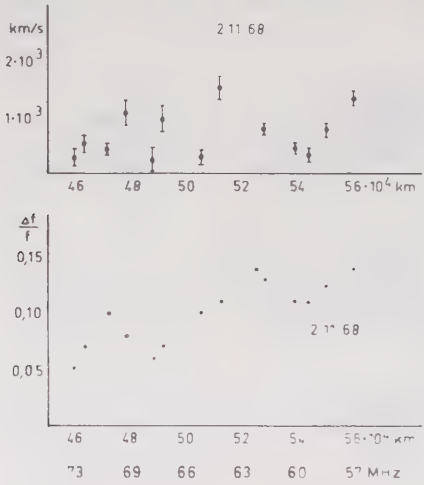

Abb. 24. Driftgeschwindigkeit des Intensitätsmaximums und Bandbreite eines T II

Die Werte schwanken sehr stark, d. h. das Maximum der Intensität driftet nicht gleichförmig von hohen zu tiefen Frequenzen. Auch für den Punkt im Spektrum, dessen Intensität 3 db unter dem Maximum auf der Flanke nach tiefen Frequenzen hin liegt, wurde die Driftgeschwindigkeit bestimmt, die Werte jedoch der Übersichtlichkeit halber nicht mit in das Geschwindigkeits-Höhen-Diagramm der Abb. 24 eingetragen. Die Driftgeschwindigkeit dieses Punktes schwankt ebenfalls sehr stark. Dies deutet darauf hin, daß die Geschwindigkeit und vielleicht auch die Richtung der Quelle in der Korona

nicht gleichmäßig ist, sondern starken Änderungen unterliegt. Die Auswertung dieser analog ausgegebenen Spektren ist umständlich und zeitraubend und daher nicht im großen Rahmen durchführbar. Die genauesten Werte lassen sich durch Eingabe der digitalen Daten in einen Rechner gewinnen. Dies wird möglich sein, sobald die Übertragungsgeräte von Tonband auf Lochstreifen oder 7-Kanal-Magnetband fertiggestellt sind.

Mit Hilfe der Frequenzprofile läßt sich sehr einfach die Bandbreite der Bursts bestimmen. Aus dem dynamischen Spektrum konnte diese Größe nicht ermittelt werden, da ein geeignetes Mikrophotometer nicht zur Verfügung stand. Dazu kommt, insbesondere bei hohen Intensitäten, die sehr schlechte Frequenzauflösung des Oszillographenbildschirms infolge von Überstrahlungseffekten und Lichthöfen um die einzelnen Bildpunkte. Kleinere Lichtintensitäten am Bildschirm wären zwar möglich, aber die Dämpfung der Glasfiberoptik ist so groß, daß dann keine genügende Schwärzung des Films mehr zu erreichen wäre. In Abb. 24 wurden auch die Halbwertsbreiten der Radiostrahlung als Funktion der Frequenz bzw. der Koronahöhe aufgetragen. Im Einklang mit der Theorie wird eine Bandbreite von ca. 15 %, die durch die Landaudämpfung der Elektronenplasmawellen bedingt ist, nicht überschritten.

3.4. Fehlerbetrachtung

Zur Bestimmung der Driftgeschwindigkeit wird die Frequenzdrift im dynamischen Spektrum ermittelt. Die Geschwindigkeit errechnet sich dann nach der Formel:

$$v = C(f) \times \left(-\frac{df}{dt}\right) \tag{10}$$

Auf Grund der endlichen Frequenzauflösung des Spektrographen, bedingt durch die Bandbreite der ZF-Verstärker, wird jede Frequenzbestimmung im Spektrum um einen Wert $\pm \Delta f$ unsicher sein, wobei Δf die ZF-Bandbreite darstellt. Will man die Frequenzdifferenz df zweier Punkte f_1 und f_2 bestimmen, so wird sich für jeden Punkt eine Unsicherheit von $\pm \Delta f$ ergeben (Abb. 25).

$$df = f_1 \pm \Delta f - (f_2 \pm \Delta f) = f_1 - f_2 \pm |2\Delta f| \tag{11}$$

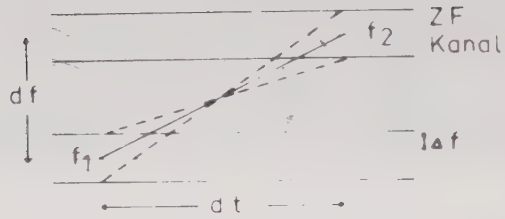

Abb. 25. Zur Frequenzauflösung des Spektrographens

Wenn der Wert 2 Δf mit Df bezeichnet wird, ergibt sich für die Frequenzdrift:

$$\frac{df}{dt} = \frac{df \pm Df}{dt} = \frac{df}{dt} + \frac{Df}{dt} \tag{12}$$

Damit folgt die Driftgeschwindigkeit

$$v_D = -C\ (f \pm \Delta f) \times \left(\frac{df}{dt} \pm \frac{Df}{dt} \right) \tag{13}$$

Das Zeitintervall dt lag bei der Auswertung der dynamischen Spektren immer zwischen 5 und 6 sec. Wird für dt in $\frac{Df}{dt}$ immer 5 sec angesetzt, so ergibt sich für jeden Empfangskanal eine konstante obere Grenze für den Driftfehler. Für dt = 5 sec liegt der Fehler $\frac{Df}{dt}$ in dem Empfangskanälen 1 bis 4 zwischen 4,5 und 10 kHz sec. Für die abgeleiteten Driftgeschwindigkeiten ergab sich ein mittlerer Fehler von 30 %.

4. THEORIE DES TYP II BURSTS

4.1. Erste Vorstellungen über die Entstehung von Typ II Bursts

Schon bald nach den ersten Messungen mit dem dynamischen Spektrographen wurde die Frequenzdrift der T II als auch die der Typ III Bursts als die Aufwärtsbewegung einer Quelle durch die Korona interpretiert [1]. Die schmale Bandbreite und das Auftreten zweier Emissionsbänder, deren Frequenzverhältnis ca. 1 : 2 beträgt, deuten darauf hin, daß in der Quelle Elektronenplasmaschwingungen angeregt werden, die sich dann in Radiowellen umsetzen [21].

Zur Erzeugung von Plasmawellen in einem ionisierten Gas ist eine Geschwindigkeitsverteilung erforderlich, die zwei Maxima aufweist [22, 23, 24]. Eine solche Verteilungsfunktion liegt zum Beispiel vor, wenn sich ein Strom von Elektronen mit einer Geschwindigkeit $v_x > v_T$ durch ein thermisch verteiltes Plasma hindurch bewegt[+]. v_x muß dabei so groß sein, daß die resultierende Verteilungsfunktion zwei Maxima aufweist (Abb. 26). Die Phasengeschwindigkeit der angeregten Plasmawelle wird in der Nachbarschaft von v_x liegen. Der Dämpfungs- bzw. Entdämpfungsfaktor für diesen Anregungsmechanismus wurde von Bohm und Gross [25] berechnet:

$$\gamma = \frac{-1}{2\tau} + \frac{\omega_p}{k^2} \times \frac{\pi}{2} \times \left(\frac{\partial N(v)}{\partial v} \right)_{v=v_x} \tag{14}$$

$$\text{mit} \quad E = E_0 \times \exp \left[ik\,(x - v_x t) + \gamma t \right]$$

$\omega_p = (4\pi e^2 N_e / m_e)^{1/2}$ ist die Elektronenplasmafrequenz, k ist die Wellenzahl, τ gibt die Stoßzeit der Elektronen an. Der erste Term liefert die Stoßdämpfung; er kann nie zu einer Anregung führen. Der zweite Term ergibt eine Anregung, wenn

$$\left(\frac{\partial N(v)}{\partial (v)} \right)_{v=v_x} > 0 \tag{15}$$

ist. Das heißt: Im ansteigenden Bereich des zweiten Höckers der Verteilungsfunktion in Abb. 26 werden anwachsende Plasmawellen zu erwarten sein.

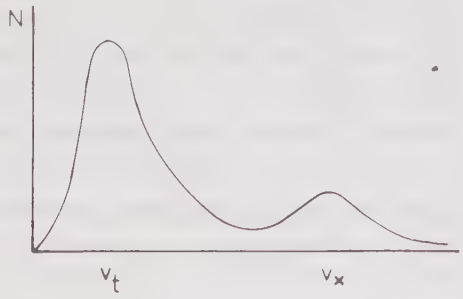

Abb. 26. Gegen Plasmaschwingungen instabile Geschwindigkeitsverteilung

[+] Mit v_T wird im folgenden immer die thermische Geschwindigkeit bezeichnet.

Unterste Frequenzgrenze für Plasmawellen ist die Plasmafrequenz ω_p, bei der der Brechungsindex n_3 verschwindet. Da die Phasengeschwindigkeit v_Φ der Wellen etwa der Elektronengeschwindigkeit entspricht, wird die untere Frequenzgrenze praktisch durch die höchste Geschwindigkeit v_x bestimmt, bei der noch die Anregungsbedingung erfüllt ist [15].

Im Falle einer Maxwellverteilung liefert der zweite Term von (14) für $v_\Phi \gg v_T$ die Landaudämpfung

$$\gamma_L = -\sqrt{\frac{\pi}{8}}\ \omega_p \left(\frac{\omega_p}{k v_T}\right)^3 \exp\left(\frac{-\omega_p^2}{2 k^2 v_T^2}\right) \quad +) \tag{16}$$

Durch diesen Dämpfungsmechanismus wird die obere Frequenzgrenze der Plasmawellen bestimmt. Nimmt nämlich die Phasengeschwindigkeit der Wellen ab und nähert sich schließlich der thermischen Geschwindigkeit, so wird die Welle auf Grund der thermischen Fluktuationen zerteilt; in diesem Geschwindigkeitsbereich ist eine kollektive Wellenbewegung von Plasmateilchen nicht mehr möglich, sie wird durch die statistischen Schwankungen zerstört. Führt man in (16) die sogenannte Debyelänge

$$D = \frac{v_T}{\omega_p} \tag{17}$$

ein, so ergibt sich starke Dämpfung der Wellen, wenn ihre Wellenlänge in die Größenordnung der Debyelänge kommt. D stellt nämlich die Grenzlänge dar, bis zu der mit makroskopischen Theorien gerechnet werden kann. Für Dimensionen < D zeigt auch ein vollionisiertes Plasma Abweichungen von der Quasineutralität. Wenn z. B. die Wellenzahl etwa die Hälfte der Debyewellenzahl $k_d = \frac{1}{D}$ erreicht, wird γ_L etwa 0,15 ω_p, d. h. die Schwingungen sind nach 6 bis 7 Perioden auf den e-ten Teil der vollen Amplitude abgeklungen. Für Wellenzahlen, die groß gegen k_D sind, ist es sinnlos, überhaupt noch von Plasmawellen zu sprechen. Auf Grund dieses Dämpfungsmechanismus' ist also eine Bandbreite von etwa 10 - 20 % für "Plasmabursts" zu erwarten.

+) Eine neuere Rechnung von Jackson [23] liefert im Zähler des Exponentialterms statt ω_p den Term ω. Damit ergibt sich ein um den Faktor exp (3/2) = 4,48 kleinerer Wert, als im ursprünglichen Ausdruck von Landau.

Der longitudinale Mode der Plasmawellen existiert nicht im freien Raum. Eine Umsetzung von P-Wellen in elektromagnetische Wellen in der Korona muß stattfinden, wenn P-Wellen die Ursache für beobachtete Radiostrahlung sein sollen.

Das Problem der Umsetzung wurde von Ginzburg und Zhelezniakov [22], Cohen [26] und zuletzt von Wagner [27] behandelt. Der Konversionsmechanismus beruht auf der Streuung an kleinen Inhomogenitäten, die z. B. durch thermische Fluktuationen auftreten können. Nach Wagner [27] ergibt sich durch Streuung einer ebenen Elektronenplasmawelle der Frequenz ω an Dichteschwankungen der Ionen eine Radiostrahlung mit Dipolcharakteristik, deren Frequenz etwa die Größe ω hat. Dabei sind nur die Inhomogenitäten von Bedeutung, deren charakteristische Länge mit der Wellenlänge der einfallenden Plasmawelle übereinstimmt. Durch Streuung der Plasmawellen an Elektronendichteschwankungen (statistische Plasmawellen) entsteht weiterhin eine Radiostrahlung der Frequenz 2ω, die eine Quadrupolverteilung zeigt. Höhere Harmonische treten nicht auf. Der Grund dafür ist, daß die Entwicklung des Quellterms in der Streugleichung nach dem 2. Glied abgebrochen wird. Werden höhere Ordnungen berücksichtigt, so ergeben sich auch weitere Harmonische der Frequenzen 3ω, 4ω usw. Allerdings liefert die Dispersionsgleichung für diese Frequenzen Wellenlängen, die kleiner als die Debyelänge sind. Damit kann für diesen Frequenzbereich nicht mehr von Plasmawellen gesprochen werden. Es scheint also nicht ganz ungerechtfertigt, in der Gleichung nur Glieder zweiter Ordnung zu berücksichtigen.

Auf die theoretisch abgeleiteten Amplituden bzw. Intensitäten der Plasma- und Radiowellen, die von den verschiedenen Theorien in zum Teil guter Übereinstimmung mit der Beobachtung wiedergegeben werden, wird hier nicht eingegangen, da die Bestimmung der Flußdichte mit dem Weißenauer Spektrographen vor der Inbetriebnahme der Magnetbandaufzeichnung auf große technische Schwierigkeiten stieß und in der vorliegenden Arbeit ausgeklammert wurde.

Bei der theoretischen Deutung der T II ergibt sich zunächst eine grundlegende Schwierigkeit. Wie schon erwähnt wurde, sind zur Anregung von Elektronenplasmawellen suprathermische Elektronen erforderlich. Die Beobachtungen liefern jedoch für die

Quelle eine Geschwindigkeit von ca. 10^3 km/sec, die um den Faktor 5 unter der thermischen Geschwindigkeit des koronalen Plasmas liegt. Beim T II kann also die Quellengeschwindigkeit direkt nicht die Ursache für die Anregung von Elektronenplasmawellen sein. Als Quelle suprathermischer Elektronen bei T II schlug Welly [28] eine hydrodynamische Stoßfront vor, die sich mit der Driftgeschwindigkeit des T II durch die Korona bewegt.

Da die koronale Schallgeschwindigkeit v_s ca. 150 km/sec beträgt, wäre die hydrodynamische Machzahl M_s dieser Welle:

(18) $$M_s = \frac{v}{v_s} \approx 6,5$$

Welly konnte zeigen, daß ab dieser Machzahl auf Grund der Aufheizung in der Stoßfront suprathermische Elektronen in das ungestörte Plasma vor der Stoßwelle diffundieren (sog. run-away-Elektronen), die dort Elektronenplasmawellen anregen. Eine Schwierigkeit dieser Theorie besteht erstens in der Aufrechterhaltung der Stoßwellenenergie entsprechend M 6,5 über große Wege, da bei diesen Machzahlen schon starke Energiedissipation als Folge der thermischen Aufheizung auftritt. Das zweite Problem stellt die sehr große mittlere freie Weglänge der run-away-Elektronen dar (ca. 0,1 Sonnenradius); danach müßte das Anregungsgebiet sehr viel größer sein, als aus der schmalbandigen Struktur des T II geschlossen werden muß.

Als weitere Quelle von T II Bursts wurde eine hydromagnetische Stoßwelle vorgeschlagen [29]. Uchida berechnet in der zitierten Arbeit die Stoßwellengeschwindigkeit als Funktion der Höhe in der Korona, wobei im Photosphärenniveau ein Dipolfeld mit 3000 Gauß bei einem Polabstand von 0,05 $R_\odot$ angenommen wird. Im Abstand von 1 $R_\odot$ über der Photosphäre erhält er bei Feldstärken der Größenordnung 10 Gauß für die Alfvén-Geschwindigkeit

(19) $$v_A = \frac{H}{\sqrt{4 \pi m_i N}}$$

m_i = Ionenmasse

N = Teilchendichte

etwa den Wert 200 km/sec, ein Wert, der auf Grund der Beobachtung durchaus möglich ist. Allerdings ist der Mechanismus der Erzeugung von Plasmawellen in der Stoßfront nicht klar. Tidman [30] weist darauf hin, daß in koronalen hydromagnetischen Stoßwellen ebenso suprathermische Elektronen auftreten können, wie sie in der stationären Stoßwelle der Erde, die durch den Aufprall des solaren Windes entsteht, beobachtet wurden.

4. 2. Die Theorie von Pickelner und Gintsburg

Die Entstehung von schnellen Elektronen in der Stoßfront wird in einem Modell von Pickelner und Gintsburg [31] erklärt, das auf theoretischen Untersuchungen über die Feinstruktur einer hydromagnetischen Stoßwelle von Sagdeev [32] beruht. In der Stoßfront, die sich in x-Richtung senkrecht zu einem Magnetfeld ausbreiten möge, tritt infolge des H-Feld-Gradienten in der Front ein Elektronenstrom $j = -eNv_y$ senkrecht zum H-Feld und der Ausbreitungsrichtung der Welle auf, bedingt durch die Gleichung:

(20) $$\frac{\partial H}{\partial x} = \frac{4\pi}{c} j$$

Die Driftgeschwindigkeit v_y ist also etwa dem Differenzenquotienten $\frac{\Delta H}{\Delta l}$ proportional, wobei Δl die Dicke der Stoßfront ist. Sowohl ΔH als auch Δl sind Funktionen der hydromagnetischen Machzahl M^*

(21) $$M^* = \frac{v}{v_A}$$

Wenn nun in einer hydromagnetischen Stoßfront Elektronenplasmawellen erzeugt werden sollen, so muß die Driftgeschwindigkeit v_y die thermische Geschwindigkeit v_T überschreiten. Setzen wir $v_y \quad v_T$, so läßt sich eine kritische Machzahl M_c berechnen, bei deren Überschreitung $v_y > v_T$. Für diesen Wert M_c ergibt sich bei Pickelner und Gintsburg [32]

(22) $$M_c = 1 + \frac{3}{8} \left(\frac{8 \pi N k T}{H^2}\right)^{1/3}$$

Nebenbedingung ist

$$\frac{H^2}{8\pi} \gg NkT \quad , \quad \omega_{He} \ll \omega_p \quad ; \qquad \omega_{He} = \frac{eH}{m_e c} \tag{23}$$

N ist hier die Teilchendichte, k die Boltzmann-Konstante und T die Temperatur.

Die Nebenbedingung (23) bedeutet, daß die thermische Wechselwirkung gegenüber der hydromagnetischen klein sein soll ("collision-less shockwave") und daß der Einfluß des magnetischen Feldes auf die erzeugten Plasmawellen vernachlässigbar ist.

Von einer hydromagnetischen Stoßwelle, die sich mit einer Machzahl $M^* > M_c$ durch die Korona bewegt, werden also Elektronenplasmawellen erzeugt. Allerdings gilt dies nur für Machzahlen $M^* < 2$, da die Nebenbedingung (23) auch noch in der Stoßfront erfüllt sein muß. Für große Machzahlen ist dies jedoch nicht mehr gegeben. Aus den Hugoniot-Relationen folgt, daß das Verhältnis der Magnetfeldstärken H_1/H_o hinter und vor der Stoßfront im Falle einer "collision-less shockwave" (Polytropenindex $\gamma = 2$) mit wachsendem M^* gegen den Grenzwert 3 strebt, während das Druckverhältnis p_1/p_o über alle Grenzen wächst. In Abb. 27 sind die Verhältnisse p_1/p_o und ρ_1/ρ_o = H_1/H_o als Funktion von M^* aufgetragen. Für $M^* = 2$ ist p_1/p_o schon 2,5mal so groß wie H_1/H_o. Das bedeutet: Wenn vor der Stoßwelle der magnetische Druck 5mal so groß war wie der Gasdruck, so ist das Verhältnis magnetischer Druck zu Gasdruck hinter der Stoßfront nur noch 2; die Bedingung (23) ist also kaum noch erfüllt.

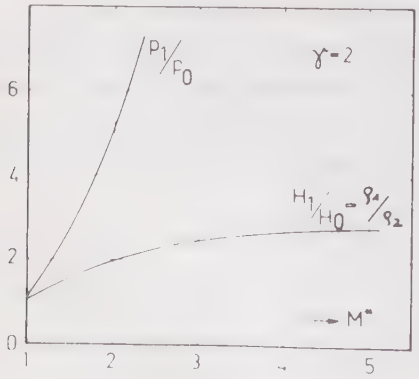

Abb. 27.

Das Verhältnis der Dichten und Drucke vor und nach einer "collision-less shockwave" als Funktion der Machzahl M^*

Für die maximale Driftgeschwindigkeit der Elektronen in der Stoßfront ergibt sich nach Zaitsev [33]:

$$(24) \qquad v_0 \approx \frac{1.55\, H_0\, \omega_{p0}}{4\pi e N_0} \times \frac{M^{*2} - 1}{M^{*3}} \qquad M^* < 2$$

Die Größen H_0, ω_{p_0}, N_0 sind Magnetfeldstärke, Plasmafrequenz und Teilchendichte in der ungestörten Korona. Die Plasmawellen werden am Ort ihrer Entstehung in der oben beschriebenen Weise in Radiostrahlung umgesetzt, die dann die Korona verlassen.

Unter der Annahme einer hydromagnetischen Stoßwelle als Quelle des T II kann das in dieser Arbeit verwendete Streamermodell von Newkirk multipliziert mit 2 zwanglos erklärt werden. Bei einer Stoßwelle mit $M^* = 2$ ergibt die Hugoniot-Relation ein Materieverdichtungsverhältnis von 2, wie aus Abb. 27 zu ersehen ist. Für $M^* = 1,5$ liegt dieses Verhältnis bei 1,6. Die Radiostrahlung entsteht im Gebiet der Stoßfront, in der auch die Materieverdichtung stattfindet. Daraus folgt, daß unter der Annahme des oben diskutierten Entstehungsmechanismus' jedes im Bereich vor der Stoßwelle gültige Koronamodell mit dem Faktor der Materieverdichtung multipliziert werden muß, um die Radiostrahlung entsprechender Plasmafrequenz am Ort der Stoßwelle zu erhalten.

5. ABSCHÄTZUNG DES KORONALEN MAGNETFELDES AUS DER DRIFTGESCHWINDIGKEIT

Eine noch sehr rohe Abschätzung der Größe des koronalen Magnetfeldes wurde von Takakura [34] durchgeführt. Ausgegangen wurde dabei von einer hydromagnetischen Stoßwelle als Quelle des T II. Damit von einer solchen Stoßwelle gesprochen werden kann, muß die Quellengeschwindigkeit die Alfvén-Geschwindigkeit überschreiten. Durch gleichsetzen von Quellen- und Alfvén-Geschwindigkeit ergibt sich eine obere Grenze für die magnetische Feldstärke in der Korona:

$$(25) \qquad v = v_A = \frac{H}{\sqrt{4\pi m_i N}} \qquad \text{daraus folgt} \qquad H_{max.} = v\sqrt{4\pi m_i N}$$

Die Werte der so abgeleiteten Feldstärke liegen zwischen 1 und 15 Gauß.

Mit Hilfe des Ausdrucks (22) läßt sich nach einem Vorschlag von Formichev und Chertok [35] eine Abschätzung des koronalen Magnetfelds durchführen. Es wird davon ausgegangen, daß die Machzahl M^* einer T II Quelle mindestens der kritischen Machzahl M_c gleich sein muß, damit in der Stoßfront Plasmawellen angeregt werden.

$$(26) \qquad (M^* =) \ \frac{v}{v_A} = 1 + \frac{3}{8} \left(\frac{8\pi N k T}{H^2}\right)^{1/3}$$

Bei gegebenem v und einem bestimmten Koronamodell läßt sich aus (26) der maximale Wert der magnetischen Feldstärke ermitteln. Aus (26) ergibt sich durch Einsetzen der Alfvén-Geschwindigkeit v_A und Umformen eine Gleichung 3. Grades für das Verhältnis $K = \frac{\sqrt{N}}{H}$. Unter der Annahme einer konstanten Koronatemperatur von 10^6 °K lautet diese Gleichung:

$$(27) \qquad 4{,}6 \times 10^{-12} \times v \times K = 1 + 5{,}65 \times 10^{-4} \times K^{-2/3}, \quad K = \frac{\sqrt{N}}{H}$$

Für ein gemessenes v muß K aus der Gleichung (27) bestimmt werden. Aus dem Wert K läßt sich die Feldstärke H sofort ermitteln, da die Dichte N auf Grund der Frequenz im dynamischen Spektrum bekannt ist. Die Höhe in der Korona kann mit Hilfe eines Koronamodells bestimmt werden. Abb. 28 zeigt das Ergebnis der numerischen Lösung der Gleichung (27). Das Verhältnis $K = \frac{\sqrt{N}}{H}$ ist als Funktion aller bei T II in Betracht kommenden Geschwindigkeiten v aufgetragen. Wird die Dichte N in Teilchen cm^3 angegeben, so folgt für die magnetische Feldstärke die Dimensionen Oe bzw. Gauß, da in der Korona $u \approx 1$ angenommen werden kann.

In Abb. 29 sind die Feldstärken für drei Einzelereignisse aufgetragen. Diese Feldstärken gelten nur für ein senkrecht zur Ausbreitungsrichtung der Quelle angenommenes Magnetfeld. Fehlergrenzen wurden nicht eingezeichnet, da es sich um eine Abschätzung handelt. Der größte Fehler dürfte wohl aus der Unsicherheit des Koronamodells herrühren. Aus Abb. 29 ist ersichtlich, daß sich im Bereich sehr kleiner Geschwindigkeiten die Fehler in der Geschwindigkeitsbestimmung am stärksten auswirken, während im Bereich 100 km sec die Kurve schon sehr flach verläuft und Schwankungen der Drift keinen so großen Einfluß mehr haben. Ein Vergleich mit Feldstärken hochreichender Flecken-

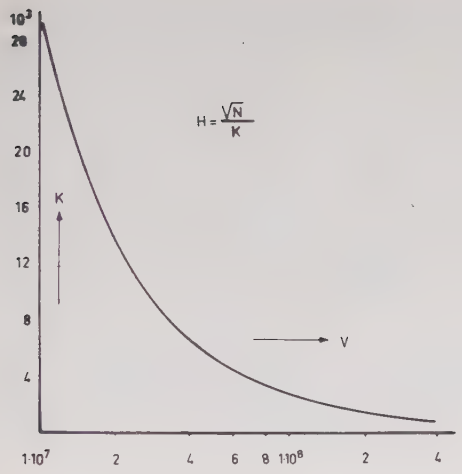

Abb. 28.
Lösung K der Gleichung (27)
als Funktion von v

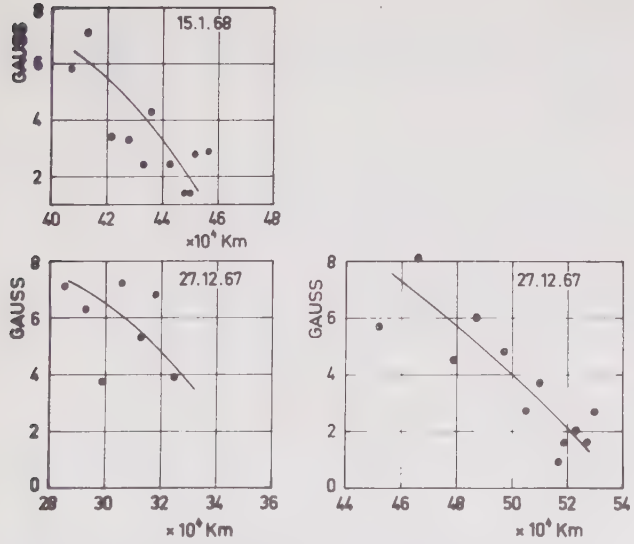

Abb. 29. Verlauf des Magnetfeldes, abgeleitet aus 3 einzelnen T II

felder erscheint nicht sinnvoll, da im Augenblick eines Flares eine starke Störung der Korona über dem Flaregebiet durch Turbulenz eintritt. Die abgeleiteten Feldstärken haben ihre Ursache sicher in lokalen koronalen Magnetfeldern, die durch aufsteigende Materie aus tieferen Gebieten mitgeführt wurden oder durch starke Turbulenzen in der Korona selbst. Abb. 30 zeigt das Streudiagramm der koronalen Magnetfeldstärken, die aus sechs dynamischen Spektren nach dem eben beschriebenen Verfahren bestimmt wurden. Leider ist bis jetzt ein Vergleich der abgeleiteten H-Feldstärken mangels anderer Meßverfahren noch nicht möglich.

Zu erwarten ist, daß die Bestimmung von koronalen Magnetfeldern aus Polarisationsmessungen geeigneter Koronalinien gelingt. Auf diese Weise wäre eine Prüfung der Konsistenz der Theorie über die Entstehung der T II möglich.

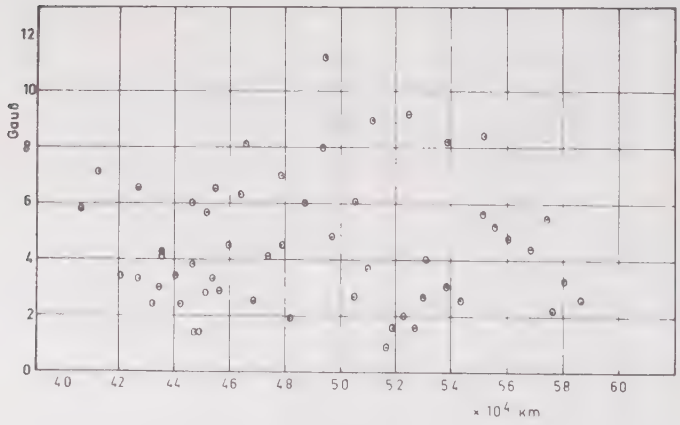

Abb. 30. Streudiagramm der Magnetfeldstärken, abgeleitet aus 6 T II

6. DISKUSSION UND DEUTUNG DER BEOBACHTUNGSERGEBNISSE

6.1. Quelle des Typ II Burst

Die Geschwindigkeit der Burstquelle wurde für 3 einzelne räumliche Gebiete bestimmt. Für den ersten Abschnitt zwischen Flareort und Ort des Burststarts in der Korona wurden Geschwindigkeiten aus der Verzögerung zwischen Burststart und Flarestart hergeleitet. Für den Koronabereich, in dem der T II selbst beobachtet wird, ergeben sich die Geschwindigkeiten aus der Frequenzdrift im dynamischen Spektrum, während die Geschwindigkeit in der äußeren Korona und dem interplanetaren Raum aus der Zeitverzögerung zwischen Flarestart und geomagnetischen Störungen bestimmt wird. In Abb. 31 sind die mittleren Geschwindigkeiten für die 3 Raumabschnitte aufgetragen.

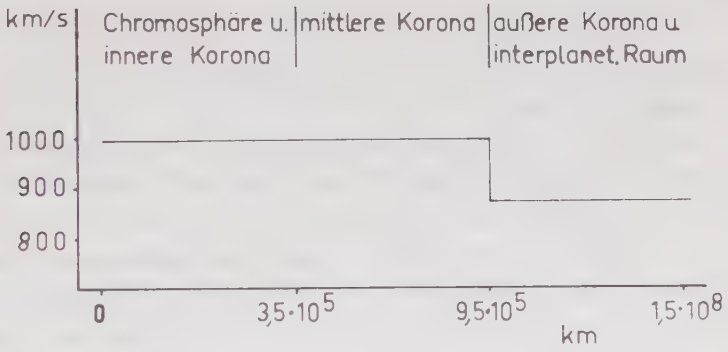

Abb. 31. Mittlere Geschwindigkeit der T II Quelle im Raum zwischen Chromosphäre und Erde

Die Geschwindigkeit der Störung bleibt, wie das Diagramm zeigt, über die gesamte Entfernung von unterer Chromosphäre bis zur Erde im Mittel gleich. Zunächst erscheint es naheliegend, die Surges als Quellen für T II zu betrachten. Die Geschwindigkeiten von Surges liegen nämlich vielfach in der Größenordnung der abgeleiteten Driftgeschwindigkeiten. Nähere Untersuchungen sprechen jedoch gegen diese Annahme.

Im Zeitraum 1967 bis Juni 1968 wurde die Korrelation zwischen T II und Surges untersucht. Das Ergebnis ist negativ: Von 292 Surges waren nur 9 mit einem T II zeitlich korreliert. Dabei wurden nur flareassoziierte Surges berücksichtigt, da ja eine sehr enge Korrelation zwischen Flares und T II besteht. Die Surgedaten wurden dem Geophysics and Space Data Bulletin [36] entnommen.

Die theoretischen Vorstellungen über die Entstehung der T II Radiostrahlung fordern als Quelle eine hydromagnetische Stoßwelle. Das Auftreten von geomagnetischen Effekten zusammen mit T II, das schon von anderen Autoren entdeckt wurde [37, 38], deutet darauf hin, daß die eigentliche Quelle eine Teilchenwolke ist, die von einem Flare erzeugt wird. Bewegt sich diese Wolke mit Geschwindigkeiten, die die Schall- bzw. Alfvén-Geschwindigkeit überschreiten, durch die Korona, so treten Stoßwellen auf, die nun zur Erzeugung von Radiostrahlung auf Grund der in Kapitel 4 diskutierten Mechanismen führen.

6. 2. Bedingungen für das Auftreten eines Typ II Burst bei einem H_α -Flare

Die Tatsache, daß die Korrelation H_α -Flare → T II sehr schwach ist, umgekehrt aber fast für alle T II ein Flare gefunden wird, deutet zunächst darauf hin, daß es einige Flares gibt mit der besonderen Eigenschaft der T II Aktivität. Eine solche Eigenschaft ist vor allem die Importanceklasse 3. In Abb. 6b wurde gezeigt, daß die Korrelation Flare → T II mit wachsender Importance rasch ansteigt. Diese Erscheinung läßt sich folgendermaßen deuten: Wir nehmen an, daß die Quelle eines T II eine Teilchenwolke ist, die vom Flareentstehungsort nach oben in die Korona steigt; diese Teilchenwolke erzeugt dann 2 Tage später die Störungen des erdmagnetischen Feldes. Untersuchungen der geomagnetischen Unruhe im Zusammenhang mit Flares ergaben aber eine eindeutige Zunahme der geomagnetischen Aktivität mit wachsender Importance, d. h. Fläche der H_α -Flares [39].

Wenn also eine Teilchenwolke die Quelle eines T II ist, so muß zwangsläufig die Korrelation Flare → T II mit wachsender H_α -Importance ansteigen, da starke Flares besonders häufig die Emission von Teilchenwolken zeigen. Allerdings ist die Korrelation H_α → T II für die H_α -Importance 3 nach Abb. 6b erst ca. 30 %. Es muß also noch weitere einschränkende Bedingungen geben für die T II Erzeugung, wenn man

annimmt, daß die notwendige Teilchenwolke vom Flare geliefert wird. Diese Einschränkungen können zum Teil nun im Entstehungsmechanismus der Plasmawellen liegen. Ausgehend vom Modell von Pickelner und Gintsburg wurde die Mindestgeschwindigkeit berechnet, die eine Stoßwelle haben muß, um Plasmawellen und damit Radiostrahlung vom Typ II zu erzeugen. In Abb. 32 sind diese Mindestgeschwindigkeiten als Funktion der Höhe in der Korona aufgetragen. Parameter ist hierbei die Größe des koronalen Magnetfeldes. Unter sehr flachem Winkel zur x-Achse sind zwei (in logarithmischer Darstellung) Geraden eingezeichnet, die eine untere Grenze angeben. Diese ist durch die Forderung bedingt, daß der magnetische Druck stets groß gegen den Gasdruck sein soll. Die obere Gerade gilt für das Verhältnis $p_H / p_g = 10$, die untere fpr $p_H/p_g = 5$. Außerdem wurde noch die maximale beobachtete Geschwindigkeit von 3 000 km/sec eingetragen.

Wenn man annimmt, daß die Geschwindigkeit der Teilchenwolke durch den Beschleunigungsmechanismus des Flares bedingt ist und bei dieser Art von Ereignissen (im Gegensatz zu Typ III Bursts) Größen von 3 000 km/sec nicht überschreitet, so ergibt sich nur ein schmaler Bereich, in dem Quellengeschwindigkeit, Magnetfeld und Dichte variieren können. Für andere Kombinationen von Dichte und Magnetfeld kann bei gegebener Geschwindigkeit die Bedingung (22) zur Entstehung eines T II nicht erfüllt werden. Das bedeutet, daß es dann auch im Falle eines H_α-Flares großer Importancestufe, der auch geomagnetische Effekte erzeugt, nicht zum Auftreten eines T II kommt. Zum Beispiel gibt es eine Reihe sehr starker H_α-Flares, die Teilchenemissionen zeigen (z. B. PCA-Events) und auch Quellen von Typ IV Radiobursts sind, bei denen aber kein T II beobachtet wird.

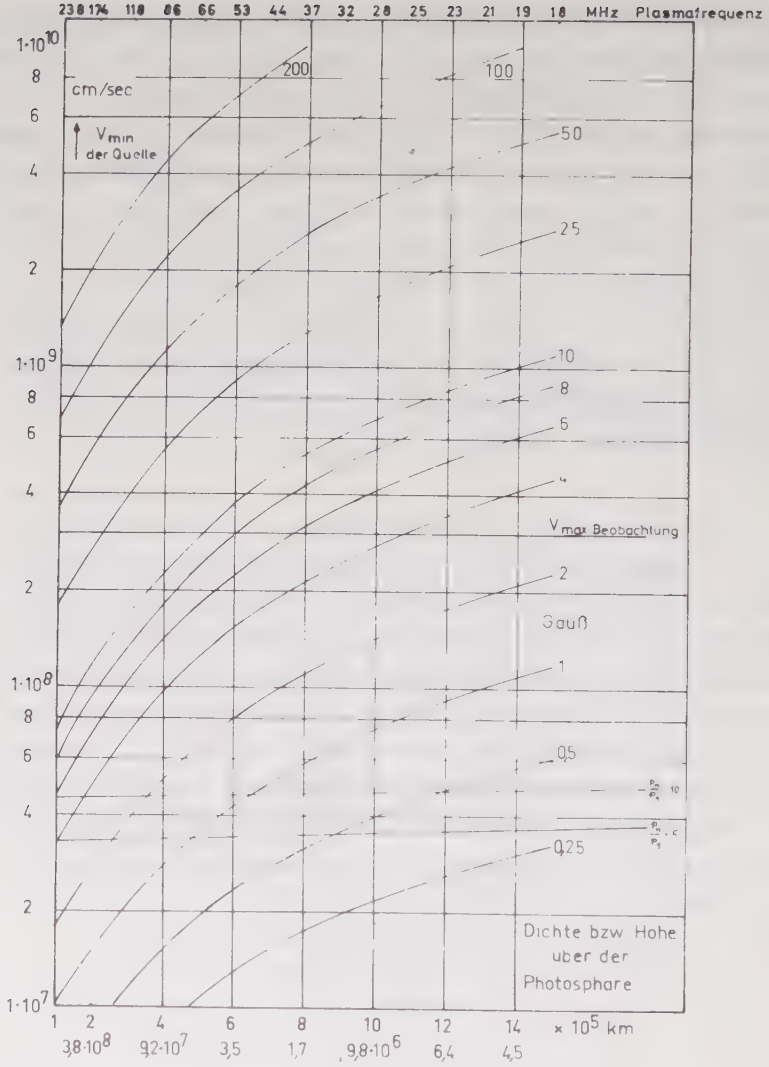

Abb. 32. Mindestgeschwindigkeit einer T II Quelle in Abhängigkeit von Höhe und koronalem Magnetfeld

SCHLUSSBEMERKUNG

Herrn Prof. Dr. G. Möllenstedt danke ich für die Unterstützung bei der Durchführung dieser Arbeit. Der Weißenauer Spektrograph wurde mit Mitteln der Deutschen Forschungsgemeinschaft aufgebaut. Den Herren Dr. A. Maxwell (Harvard-Universität) und Dr. J. P. Wild (C. S. I. R. O. Australien) danke ich für die freundliche Überlassung dynamischer Spektren von Typ II Ereignissen, die mit dem Harvard- bzw. dem Dapto-Spektrographen registriert wurden. Herrn Dr. A. Bruzek (Fraunhofer-Institut Freiburg) danke ich für die freundliche Bereitstellung von Datenheften (Solar Geophysical Data), die im Tübinger Institut nicht zur Verfügung standen. Den Herren Dr. G. Krämer, Dipl. Phys. H. Scheerer und Dr. H. Urbarz danke ich für wertvolle Diskussionen. Besonderen Dank schulde ich Herrn Ing. J. Krämer, der wesentlich zum Aufbau der Anlage beitrug, und unter dessen technischer Leitung der Routinebetrieb des Weißenauer Spektrographen durchgeführt wird.

LITERATUR

1 Wild, J. P. and L. L. McCready (1950): Austr. J. S. R. A. 3, Seite 541

2 Urbarz, H. (1967): ZS f. Astrophysik 66, Seite 321

3 Wild, J. P., S. F. Smerd and A. A. Weiss (1963): An. Rev. Astron. Astrophys. 1, Seite 291

4 Solar Geophysical Data, ESSA: laufend

5 Quart. Bull. of Solar Activity, Eidg. Sternwarte Zürich: laufend

6 Maxwell, A. and A. R. Thompson (1962): ApJ 135, Seite 138

7 Roberts, J. A. (1959): Austr. Journ. Phys. 12, Seite 327

8 Swarup, G., P. H. Stone and A. Maxwell (1960): ApJ 131, Seite 725

9 Drago, F. G., G. L. Tagliaferri (1966): 10. Konvent der Italienischen Stron. Ges., Catania

10 Dodson, H. W. and E. R. Hedeman (1968): A Reevaluation of Solar Flares 1964-1966, Report UAG 2, World Data Center A.

11 Morimoto, M. (1959): Publ. Astro. Soc. Japan 13, Seite 357

12 Shain, C. A. and C. S. Higgins (1959): Austr. Journ. Phys. 12, Seite 357

13 Wild, J. P., K. V. Sheridan and A. A. Neylan (1959): Austr. Journ. Phys. 12, Seite 369

14 Weiss, A. A. (1963): Austr. Journ. Phys. 16, Seite 240

15 Newkirk, G. (1961): ApJ 133, Seite 983

16 Warwick, C. S. and M. Wood (1959): ApJ 129, Seite 801

17 Roberts, J. A. (1959): Austr. Journ. Phys. 12, Seite 327

18 Weiss, A. A. (1965): Austr. Journ. Phys. 18, Seite 167

19 Allen, C. W. (1947): M. N. 107, Seite 426

20 Scheerer, H.: AG-Tagung 1968 (im Druck)

21 Wild, J. P., W. C. Rowe and J. D. Murray (1954): Austr. Journ. Phys. 7, Seite 439

22 Ginszburg, V. L. and V. V. Zheleznyakov (1958): Soviet Astronomy 2, Seite 653

23 Jackson, J. D. (1960): J. Nucl. Energy (C) 1, Seite 171

24 Noerdlinger, P. D. (1960): Phys. Rev. 118, Seite 879

25 Bohm, D. and E. P. Gross (1949): Phys. Rev. 74, Seite 1851

26 Cohen, M. H. (1962): Journ. Geophys. Res. 67, Seite 2729

27 Wagner, R. (1967): ZS f. Naturforsch. 22a, Seite 1372

28 Welly, J. D. (1963): ZS f. Naturforsch. 18a, Seite 1157

29 Uchida, Y. (1960): Publ. Astron. Soc. Japan 12, Seite 376

30 Tidman, D. A. (1965): Report X-641-65-68, NASA-Goddard Space Flight Center.

31 Pickelner, S. B. and M. A. Gintsburg (1963): Soviet Astronomy 7, Seite 639

32 Sagdeev, R. Z. (1962): Soviet-Phys.-Techn. Phys. 6, Seite 867

33 Zaitsev, V. V. (1966): Soviet Astronomy 9, Seite 572

34 Takakura, T. (1964): Publ. Astr. Soc. Japan 16, Seite 230

35 Fomichev, V. V. and I. M. Chertok (1966): Soviet Astronomy 9, Seite 976

36 Geophysics and Space Data Bulletin, AFCRL (USA): laufend

37 Dodson, H.W. and R. Hedeman (1958): Journ. Geophys. Res. 63, Seite 77

38 Bell, B. (1961): Smithsonian Contr. Astrophys. 5, Seite 69

39 Warwick, C.S. and R.T. Hansen (1959): Journ. Atmos. Terr. Phys. 14, Seite 287

LEBENSLAUF

Am 2. 12. 1936 wurde ich, Oskar Meyer, als Sohn des Exportkaufmanns Oskar Meyer und seiner Ehefrau Hildegard, geb. Lux, in Halle/Saale geboren. Die Grundschule besuchte ich von 1942 bis 1947. Im Herbst 1947 trat ich in die Oberrealschule mit Gymnasium in Lindau/B. ein, wo ich im Juli 1956 die Reifeprüfung bestand.

Mit dem Wintersemester 1956/57 begann ich in Tübingen das Studium der Physik. Von 1961 bis 1964 war ich im Institut für Experimentalphysik unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. H. Krüger mit meiner Diplomarbeit beschäftigt. Das Thema dieser Arbeit lautete: "Messung der zeitlichen Nachimpulsverteilung in Auslösezählrohren". Am 6. Juli 1964 bestand ich in Tübingen die Diplomprüfung in Physik und dem Nebenfach Astronomie. Unter dem Vorsitz von Herrn Prof. Dr. H. Krüger (Experimentalphysik) prüften die Herren Professoren Dres W. Braunbek (Theoretische Physik), G. Möllenstedt (Angewandte Physik) und G. Elwert (Astronomie).

Seit August 1964 arbeite ich im Astronomischen Institut der Universität Tübingen. Zunächst war ich mit dem Aufbau des Radiospektrographen in Weißenau beschäftigt. Im Jahr 1966 erweiterte ich den Empfangsbereich dieser Anlage um zwei Kanäle. Nach Beendigung dieser Arbeiten widmete ich mich meiner vorliegenden Dissertation, die sich mit einem speziellen Typ der nichtthermischen solaren Radiostrahlung beschäftigt, unter der Leitung von Herrn Prof. Dr. G. Möllenstedt.

Meine akademischen Lehrer waren die Herren Professoren und Dozenten: Dres H. Scheffler, H. Siedentopf (Astronomie), G. Elwert (Astrophysik und theoretische Physik), H. Krüger, R. Mühleisen (Experimentalphysik), G. Möllenstedt (Angewandte Physik), W. Braunbek (Theoretische Physik), H. Kneser, M. Müller, G. Pickert, H. Wielandt (Mathematik), E. Müller, W. Rüdorff (Chemie).